SÉRIE A, N· 4438
N· D'ORDRE : 5286

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Colette ROSSETTI

PREMIÈRE THÈSE

Interferomètres ultrasoniques à deux quartz et applications

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 4 mars 1965 devant la Commission d'examen

M. R. LUCAS — *Président*

Mlle CAUCHOIS
M. P. BARCHEWITZ
M. G. ALLARD
} *Examinateurs*

SÉRIE A, N· 4438
N· D'ORDRE : 5286

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Colette ROSSETTI

PREMIÈRE THÈSE

Interferomètres ultrasoniques à deux quartz et applications

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 4 mars 1965 devant la Commission d'examen

M. R. LUCAS — *Président*

M^lle CAUCHOIS
M. P. BARCHEWITZ
M. G. ALLARD
} *Examinateurs*

PROFESSEURS

Doyen..... M. ZAMANSKY

MM.	G. JULIA	T Analyse supérieure & algèbre supérieure
	PRENANT	T Anatomie et Histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie organique
	WYART	T Minéralo & Cristal.
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biol. Végét. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique (ENS)
	CARTAN	T Mathématiques (ENS)
	LAFFITTE	T Chimie générale
	FAVARD	T Géométrie supérieure
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biol. animale (SPCN)
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	DRACH	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géol. SPCN & Sédimentologie (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie Vég. (PCB)
	R. LUCAS	T Recherches Physiques
	A. THOMAS	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique Enseignement
	SOLEILLET	T Physique (PCB)
	FORTIER	T Mécanique Exp. des Fluides
	PETIT	T Biologie maritime
	QUENEY	T Météor. & dynamique atmosphérique
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie Vég. (SPCN)
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie Physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biol. générale (Orsay)
	GRIVET	T Radioélectricité (Orsay)
	PONCIN	T Mécanique générale
	DUBREIL	T Arithm. & Théorie des Nombres
	QUELET	T Chimie organique
	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromolécul.
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Miscroscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie & Phys. céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'Atmosph.
	DESTOUCHES	T Théories Physiques
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo & Cristallo.
	J.P. MATHIEU	T Physique Optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie (Orsay)
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie
	FELDMANN	T Biologie végét. marine
	GUINIER	T Physique des Solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des Probabilité et Phys. mathémat.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	BRELOT	T Calcul diff. & Intégr.
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique (ENS)
	DUGUE	T Statistiques Mathém.
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiol. Vég. Appliq.
	MARECHAL	T Optique théor. & Appli.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la Nutrit.
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLERS	T Anatomie & Hist. Compar.
	EHRESMANN	T Topologie Algébrique
	FRANCON	T Physique (SPCN)
	GLANGEAUD	T Géographie Phys. & Géol.
	GODEMENT	T Mathématiques (MGP)
	PISOT	T Tech. Math. de la Phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique (MGP)
	RIZET	T Génétique (Orsay)
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques (MPC)
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	M. IEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL-PY	T Biologie végét. (PCB)
	PIAUX	T Chimie (MPC)
	BRUN	T Mécanique théorique des fluides
	LEDERER	T Chimie biolog. (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II (ENS)
	BELLAIR	T Géologie (SPCN)
	COTTE	T Physique électricité
	J.E. DUBOIS	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie (ENS)
	A. MICHEL	T Chimie minérale (Orsay)
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie Physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie Vég. (Orsay)
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo & cristallo.
	MOYSE	T Physiol. Végét. (Orsay)
	NOIROT	T Evolution des Etres Org.
	PANNETIER	T Chimie générale
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & Radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches Physiques
	GUINOCHET	T Biol. Vég. (Orsay)
	ROLLET	T Chimie (P.C.B.)
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique (Orsay)
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématique Géné (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théor. des fluides
	G. LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie Physique
	BERTHELOT	T Phys. des particules Fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et Physique de l'Atmosphère
Mme	ALBE-FESSARD	T Psycho-physiol.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	M. JULIA	T Etudes des Molécules complexes
	LENDER	T Biol. Animale SPCN- (Orsay)
	MAGAT	T Physico-Chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physiol. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie Vég. (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	M. CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physique Nucl. (Orsay)
	MATTLER	T physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo & Méca. Physique
	ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du globe
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STOLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie Biologique
	BAUDOIN	Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	T Géophysique-Ionosphère
	BOURREAU	T Botanique
	D. CURIE	Physique MGP
	DURAND-DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiol. végétale
	TORTRAT	T Calcul des Probabilités
	CAILLEUX	T Géologie (SPCN)
	MAGNAN	T Physique SPCN
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la chimie
		Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végét. SPCN
Mme	CHOQUET-BRUHAT	T Mécan. Analytique et Méca. céleste.
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Mécan. Phys. & Expérim.
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux Nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay) Géographie
		phys. et Géol. Dynamique
	CAIRE	Géographie phys. et Géol. Dynamique
	COMOLET	T Mécanique des Fluides
	CORABOEUF	T Physiol. animale (Orsay)
	DELLOUE	Physique de l'exosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	J. JULLIEN	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la Physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Phys. ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Mécanique céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Phys. Nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche/Mer)
	BRUHAT	T Mathématiques MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Mathématique Propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique (CUS Orléans)
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	NICOLAS	Géologie appliquée
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théor. des fluides
	ROUBINE	T Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories Physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Mathémat. MPC (Orsay)
Mme	PECKER-WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Phys. Théor. des Hautes Energies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des Hautes Energies (Orsay)
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végét. Orsay
	DARS	Géologie struc. & Géol. appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématique propé. Orsay
	GAUDEMAR	Chimie Propéd.
	PEREZ Y JORBA	Phys. Exp. des Hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (Agrég. Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie

Secrétaire Général..... R. POULLAIN

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Infrarouge - Chimie Physique - à Orsay, sous la direction de Monsieur le Professeur P. BARCHEWITZ.

Je tiens à exprimer mes respectueux remerciements à Mademoiselle le Professeur Y. CAUCHOIS pour l'intérêt bienveillant qu'elle a toujours bien voulu me témoigner, et à Monsieur le Professeur R. LUCAS, Membre de l'Institut, qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le Jury de cette Thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur G. ALLARD pour les conseils fructueux qu'il m'a donnés en plusieurs circonstances.

Les montages électroniques que nous avons réalisés l'ont été grâce aux conseils et à l'aide de Monsieur J. TURCK, je lui adresse tous mes remerciements.

Je remercie également la direction de la S.A.T. et, en particulier Monsieur L. DORBEC, pour les conseils et l'aide matérielle qui m'ont été accordés.

Que Monsieur P. GUINTINI, Maître de Conférences Adjoint au Laboratoire Félix ESCLANGON, Monsieur M. MONTEL, Chef de Travaux au Laboratoire de Chimie Physique, et tous mes camarades du Laboratoire d'Infrarouge soient ici vivement remerciés pour l'aide amicale que j'ai toujours trouvée auprès d'eux.

Je suis heureuse enfin de pouvoir exprimer à Monsieur le Professeur P. BARCHEWITZ ma profonde gratitude pour l'aide précieuse et les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer. Qu'il veuille bien trouver ici l'assurance de toute ma reconnaissance.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534905_0013

INTRODUCTION

Le Laboratoire a toujours été intéressé par l'étude de nouveaux détecteurs du rayonnement infrarouge. Après un premier travail faisant l'objet d'un D. E. S, et portant sur l'étude d'un détecteur pyroélectrique, nous avons eu connaissance d'une publication [30] qui a attiré notre attention sur la possibilité de détecter un rayonnement infrarouge par son action sur un système d'ondes stationnaires ultrasoniques.

C'est ainsi que nous avons été amené à réaliser un interféromètre ultrasonique à deux quartz et à étudier, systématiquement, les phénomènes résultant de l'absorption d'un rayonnement par le gaz contenu dans l'interféromètre.

Les résultats que nous avons obtenus et l'interprétation que nous avons pu en donner nous ont ensuite amené à utiliser les phénomènes observés, non plus pour la simple détection d'un rayonnement infrarouge, mais, plus particulièrement, pour la mesure des temps de relaxation vibrationnels des gaz.

Ce travail comporte trois parties.

La première partie est consacrée à la description de l'appareillage et à l'étude théorique et expérimentale des conditions de fonctionnement de l'interféromètre ultrasonique.

Il sera montré que le même appareil peut être utilisé selon deux montages électriques différents. Le second de ces montages, original, à notre connaissance, permet au quartz récepteur de détecter simultanément l'amplitude et la phase de la pression acoustique qu'il subit. Cette méthode peut améliorer notablement la sensibilité de l'appareil pour l'étude acoustique des milieux gazeux à forte absorption.

Quelques résultats de mesures des constantes de propagation des ultrasons dans l'azote, le gaz carbonique et le propane, seront donnés.

Dans la seconde partie, nous étudierons systématiquement l'action d'un rayonnement infrarouge modulé sur le gaz contenu dans l'interféromètre. Les phénomènes observés seront décrits et interprétés théoriquement.

Nous montrerons que la variation périodique de température subie par le gaz entraîne une double modulation, en amplitude et en fréquence, de la pression acoustique qui s'exerce sur le quartz récepteur. L'amplitude et la forme des "signaux électriques" résultant de cette double modulation dépendent de la position du quartz récepteur par rapport au système d'ondes stationnaires acoustiques dans l'interféromètre et des conditions de fonctionnement des deux quartz. Les lois reliant la variation de température dans le gaz aux signaux

électriques qui apparaissent sur le quartz récepteur, seront établies théoriquement et vérifiées par l'expérience.

Dans la troisième partie enfin, nous analyserons les possibilités d'utilisation de cet appareil en vue de mesurer les temps de relaxation vibrationnels des gaz.

Nous montrerons que l'amplitude et la phase des signaux observables semblent liées directement au temps de relaxation du mode de vibration du gaz excité par le rayonnement infrarouge.

Nous exposerons pour terminer les expériences faites avec l'oxyde de carbone et nous indiquerons les résultats obtenus.

PREMIÈRE PARTIE

INTERFÉROMÈTRES ULTRASONIQUES A DEUX QUARTZ

INTRODUCTION

La méthode interférométrique, appliquée à l'étude de la vitesse et de l'absorption des ultrasons dans les gaz, a été utilisée par de nombreux auteurs et a fait l'objet d'un grand nombre de publications. Cette méthode a pour principe la formation d'ondes stationnaires entre un émetteur d'ultrasons et un réflecteur plan, placé parallèlement à l'émetteur et à une distance variable de celui-ci.

Un premier type d'interféromètre utilise le montage de Pierce [1]. L'émetteur d'ultrasons est un quartz piézoélectrique, placé dans le circuit anodique d'un tube électronique. Quand la distance émetteur-réflecteur est telle que la colonne gazeuse vibre en résonance, celle-ci exerce une réaction sur le quartz émetteur. Cette réaction est mise en évidence par des variations du courant anodique de l'oscillateur.

Un second type d'interféromètre utilise un émetteur piézoélectrique monté "en résonateur", c'est-à-dire placé en parallèle sur un circuit self-capacité, couplé faiblement à la bobine d'accord d'un oscillateur. Ici encore, la réaction de la colonne gazeuse en résonance, sur l'émetteur d'ultrasons, entraîne une variation du courant observé dans le circuit accordé. Ce type de montage a été analysé notamment par Dye [2] et Hubbard [3].

Il est possible enfin d'utiliser un troisième type d'interféromètre qui semble jusqu'ici n'avoir été que fort peu étudié [4], en raison sans doute des difficultés de réalisation. Dans ce dernier montage, le réflecteur rigide est remplacé par un quartz dont la fréquence propre est sensiblement identique à celle du quartz émetteur. Ce quartz joue le double rôle de réflecteur d'une part, de détecteur des variations de la pression acoustique dans la colonne gazeuse, d'autre part.

C'est ce dernier type d'interféromètre que nous avons adopté. Il présente en effet un avantage essentiel, qui est de rendre compte directement de l'état vibratoire de la colonne gazeuse, en éliminant au maximum l'influence des circuits électroniques associés au quartz émetteur.

Dans ce qui suit, nous donnerons d'abord la description et les conditions d'utilisation de l'interféromètre que nous avons réalisé.

Nous exposerons ensuite une étude théorique de l'interféromètre à deux quartz. Nous en déduirons, d'une part la méthode de mesure des constantes de propagation des ultrasons dans les gaz, d'autre part les relations fondamentales qui permettront d'utiliser l'appareil pour l'étude de l'action d'un rayonnement infrarouge sur le système d'ondes stationnaires acoustiques.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

I - DISPOSITIF MECANIQUE -

L'émetteur d'ultrasons est une lame de quartz de forme circulaire taillée perpendiculairement à l'axe électrique (coupe X) et qui vibre en épaisseur. Les faces parallèles de cette lame sont argentées et placées entre deux électrodes métalliques. L'une des faces du quartz est en contact direct avec son électrode. Un anneau circulaire constitue la seconde électrode et est maintenu en contact avec la face argentée du quartz, par l'intermédiaire d'un joint élastique qui permet de choisir la pression optimum de fonctionnement.

Le réflecteur est constitué par un second quartz identique à l'émetteur et monté sur un support du même type.

Ces deux supports sont fixés sur deux chariots solidaires d'une vis micrométrique placée horizontalement. L'un de ces chariots est fixe, l'autre est mobile et se déplace parallèlement à lui-même sur la vis mère. Le pas de la vis est de 3/10 mm. Un tambour gradué en microns permet de repérer les déplacements du chariot mobile.

Chacun des supports des deux quartz peut être orienté autour d'un axe horizontal au moyen de 3 vis micrométriques différentielles de pas 1/100 mm. On peut ainsi régler le parallélisme des deux quartz avec une précision de l'ordre d'un vingtième de longueur d'onde. L'ensemble de la vis mère et des supports des quartz est placé dans une enceinte métallique étanche. Deux fenêtres de sel gemme, placées de part et d'autre de l'espace qui sépare les quartz, permettront d'étudier l'influence du rayonnement infrarouge sur la colonne gazeuse (figures 1 et 2).

Au moyen de deux ajutages, on peut établir dans l'appareil un vide de 10^{-3} mm Hg et le remplir ensuite directement avec le gaz à étudier. Un thermomètre au $1/10^{\circ}$ permet de repérer la température du gaz. Enfin, les électrodes de chacun des deux quartz sont reliées à deux bouchons de sortie coaxiaux étanches qui assurent la liaison avec les dispositifs électroniques. Il est indispensable que les fils de liaison soient très soigneusement blindés pour éviter tout phénomène parasite d'influence électrostatique.

II - MONTAGES ELECTRONIQUES -

Nous étudierons successivement, d'une part l'oscillateur qui, associé à un amplificateur, permet d'appliquer au quartz émetteur une tension H.F. d'amplitude et de fréquence connues, d'autre part l'amplificateur "récepteur" qui détecte la tension apparaissant sur le quartz récepteur, sous l'action des ondes ultrasonores qui se propagent dans le milieu gazeux.

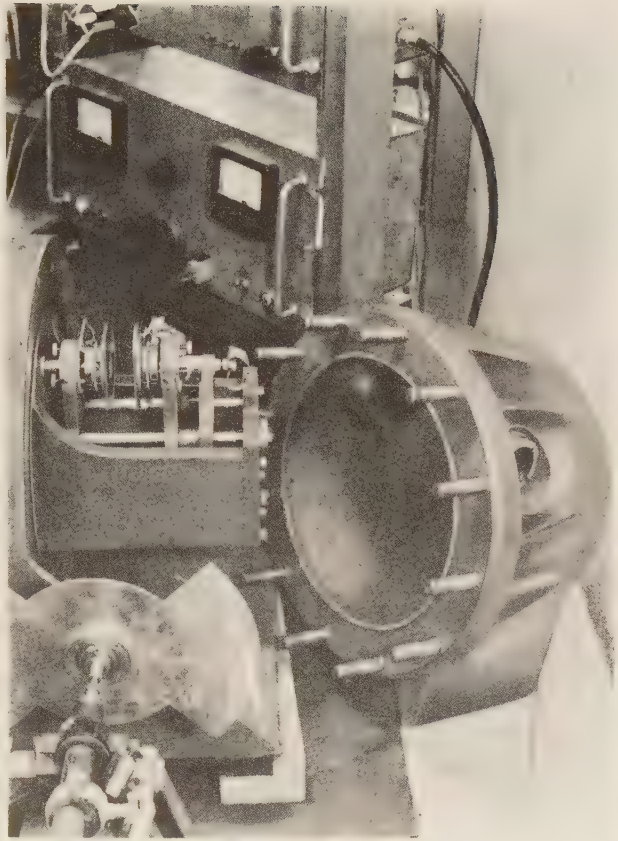

Figure 1

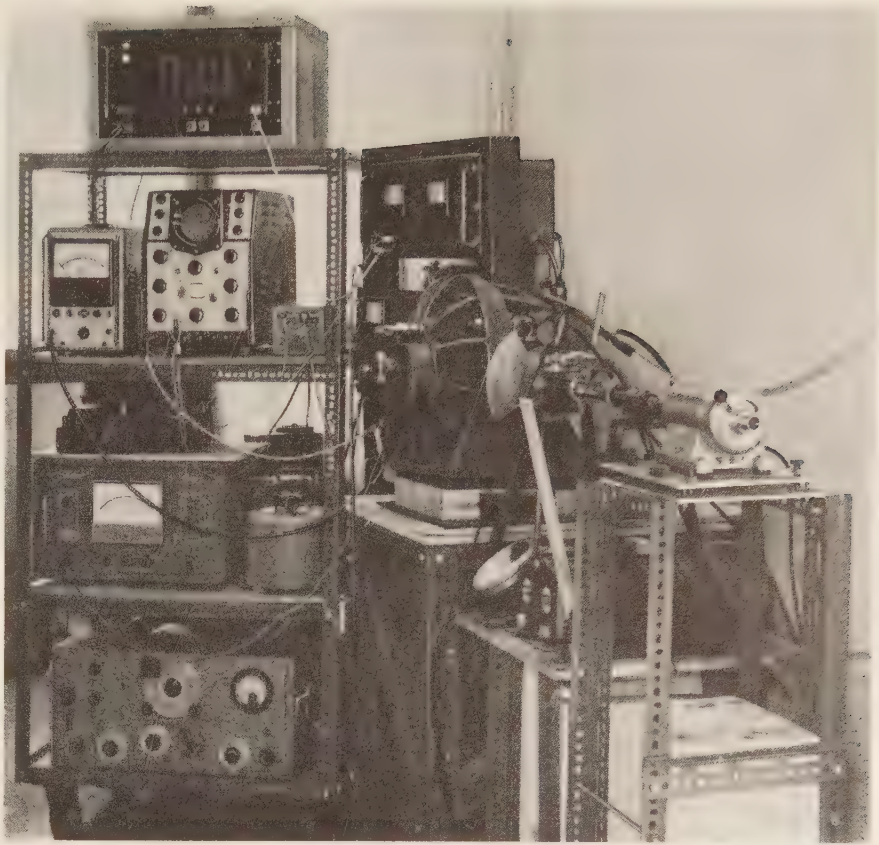

Figure 2

A - Dispositif émetteur.

Les oscillations entretenues du quartz émetteur sont obtenues en appliquant entre ses deux électrodes une d.d.p. alternative de quelques dizaines de volts. Cette tension oscillante est fournie par un oscillateur du type Hartley associé à un amplificateur sélectif. La fréquence de l'oscillateur Hartley est réglable de façon continue au voisinage de la fréquence propre du quartz. Le domaine de fréquence choisi s'étend de 930 à 1030 kHz.

La liaison entre la lampe oscillatrice et l'étage amplificateur est assurée par quelques spires, couplées à la self de l'oscillateur. Ce couplage est variable et permet un réglage continu de la tension injectée sur la grille d'entrée de l'amplificateur.

L'impédance de charge de la lampe amplificatrice est constituée par un circuit self-capacité, dont la fréquence de résonance peut être adaptée à la fréquence propre du quartz, au moyen d'un condensateur variable. Le quartz et ses électrodes sont montés "en résonateur", c'est-à-dire en parallèle sur la capacité d'accord du circuit d'anode. La tension ainsi disponible aux bornes du quartz est variable de façon continue de 0 à 100 V. Un milliampéremètre permet de mesurer le courant dans le circuit anodique en fonction de la fréquence de la tension oscillante appliquée à l'entrée de l'amplificateur.

Cette fréquence est mesurée par lecture directe au moyen d'un fréquencemètre à compteur d'impulsions qui donne une précision relative de l'ordre de 2.10^{-6}.

B - Dispositif récepteur.

Par effet piézoélectrique direct, il apparaît entre les électrodes du quartz récepteur une tension, proportionnelle à la pression acoustique qu'il reçoit. Cette tension peut être, soit mesurée directement, dans le cas où le milieu est peu absorbant et la longueur de la colonne gazeuse faible, soit amplifiée par un amplificateur sélectif à 2 étages.

Nous avons déterminé, d'une part, la courbe de réponse à la fréquence de cet amplificateur. La largeur de la bande passante est de 35 kHz environ ; un condensateur d'accord permet de centrer cette bande passante sur la fréquence propre du quartz récepteur utilisé. Nous avons, d'autre part, mesuré le gain total de l'amplificateur, en utilisant comme référence un générateur H.F. industriel. Ce gain total est de l'ordre de 1800 et constant pour des tensions d'entrée comprises entre 0,1 mV et 3 mV efficaces. Pour des tensions supérieures à 3 mV, le gain diminue progressivement et on atteint la saturation pour des tensions d'entrée de l'ordre de 20 mV efficaces.

La tension amplifiée est ensuite redressée et filtrée par une diode associée à un filtre à résistances et capacités. Un microampéremètre permet de mesurer le courant redressé et d'en déduire, après un étalonnage, la tension qui apparaît aux bornes du quartz récepteur. Une gamme de shunts convenablement choisis permet de faire varier la sensibilité du microampèremètre dans des rapports connus.

III - FONCTIONNEMENT DE L'INTERFEROMETRE -

L'interféromètre, tel qu'il vient d'être décrit, peut être utilisé de 2 façons différentes.

La première consiste à employer le quartz réflecteur comme récepteur "pur". Ceci implique qu'il n'existe aucune tension électrique entre les électrodes du quartz récepteur, en l'absence d'ultrasons dans la colonne gazeuse.

Le second procédé consiste, au contraire, à appliquer au quartz récepteur une tension H.F. constante, qui peut aisément être obtenue en soumettant volontairement le quartz récepteur à l'influence électrostatique du quartz émetteur.

Ce montage original présente, nous le verrons, des avantages notables dans certains cas.

A - Interféromètre à "récepteur pur".

Les performances que l'on peut attendre de l'appareil sont conditionnées par l'existence dans la colonne gazeuse d'un système d'ondes stationnaires dont les maximums et les minimums de pression présentent un contraste aussi grand que possible. Ceci suppose d'abord que les ultrasons se propagent dans le gaz en ondes planes. Le choix des quartz utilisés permet de considérer que cette condition se trouve réalisée. Les lames de coupe X émettent des ondes planes et le diamètre de ces lames est suffisamment grand devant la longueur d'onde (de l'ordre de 0,3 mm dans l'air) pour que les ondes ultrasonores se propagent sans déformation.

Il est indispensable, par ailleurs, de réaliser entre l'émetteur et le réflecteur un excellent parallélisme.

Figure 3

Ce réglage se fait en deux temps. On effectue d'abord un réglage approché, en utilisant une bille calibrée que l'on place entre les deux quartz, et en orientant ces quartz à l'aide des vis différentielles, de façon à ce que la distance qui les sépare soit égale en tout point au diamètre de la bille. Pour améliorer ensuite ce réglage préliminaire, on étudie la qualité du système d'ondes stationnaires qui existe dans la colonne gazeuse.

Nous avons réalisé un montage optique permettant d'observer le phénomène de diffraction de la lumière par le milieu gazeux soumis aux ultrasons. Ce système optique est constitué, selon le montage de Lucas et Biquard [6], par une fente parallèle à la surface des quartz et fortement éclairée par une lampe à vapeur de mercure. Un filtre interférentiel placé devant la source élimine les radiations autres que la radiation verte. Le rayonnement sortant de la fente est repris par une lentille donnant un faisceau de lumière parallèle qui traverse le champ ultrasonique.

On observe le phénomène de diffraction dans le plan focal d'une seconde lentille, à l'aide d'une lunette ou par photographie. L'intensité des franges de diffraction observées de part et d'autre de l'image centrale sera d'autant plus grande que l'amplitude des maximums de pression dans le gaz est grande.

Pour observer ces franges dans les meilleures conditions, il faut donc placer le quartz réflecteur à une distance du quartz émetteur telle qu'il y ait résonance dans la colonne gazeuse. On peut ensuite agir sur les vis de réglage du parallélisme des quartz, de façon à obtenir des franges d'intensité maximale. La figure 3 est un enregistrement photographique de ces franges, observées dans l'air. Les variations de densité du gaz étant très faibles, seules sont visibles quelques franges de chaque côté de l'image centrale.

L'appareil étant réglé, on peut alors étudier les variations de la pression acoustique sur le quartz récepteur, en mesurant la tension E_r qui apparaît entre ses électrodes.

Si le milieu gazeux est peu absorbant, ce qui est le cas de l'air, les ondes acoustiques subissent des réflexions multiples et la courbe $E_r = f(L)$ est constituée par une succession de maximums très aigus, distants d'une demi-longueur d'onde, que l'on peut comparer aux "franges" optiques de Fabry-Perot. La figure 4 représente ces franges dans l'air pour des longueurs L faibles.

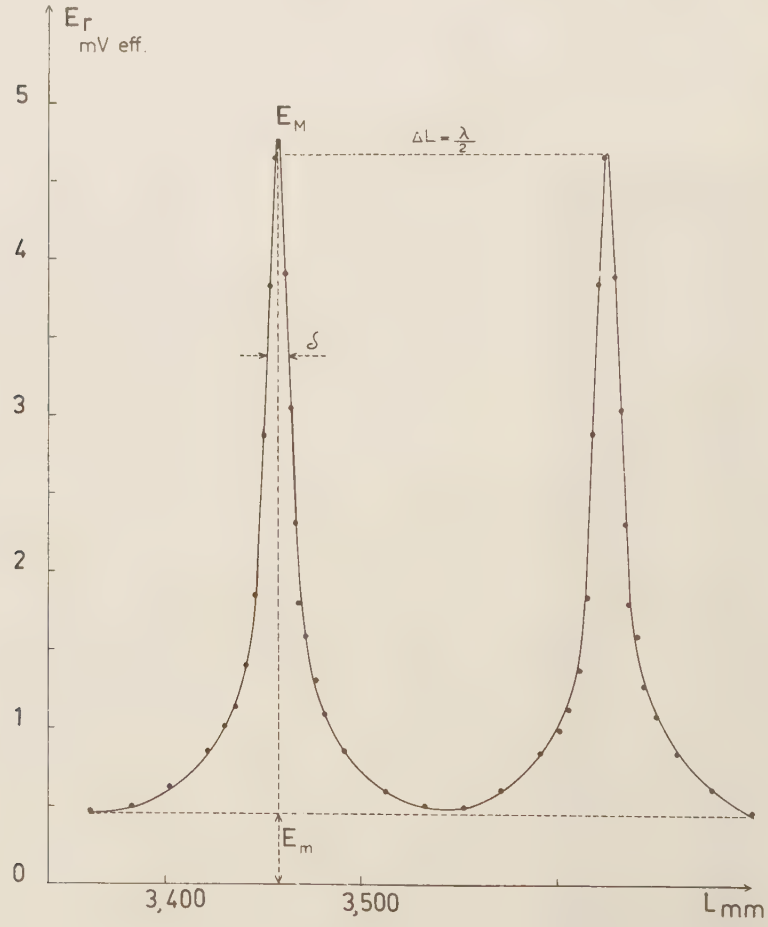

Figure 4

Si le milieu gazeux absorbe fortement les ultrasons, où si la distance L devient grande, la forme de la courbe $E_r = f(L)$ se modifie et tend de plus en plus vers une sinusoide, comme dans un interféromètre optique à deux ondes.

B - Interféromètre à quartz récepteur "excité".

Dans ce montage original, le quartz récepteur est lui-même soumis à une tension périodique d'amplitude constante. A cette tension constante, vient s'ajouter la tension de même fréquence résultant de l'existence d'une pression acoustique sur le quartz récepteur.

Si on étudie alors la courbe de réponse de ce quartz, en fonction de la longueur de la colonne gazeuse, on observe encore une succession de maximums et de minimums de tension. Mais, contrairement à ce qu'on observe avec l'interféromètre à récepteur pur, la distance entre deux maximums ou minimums successifs est ici égale à la longueur d'onde des ultrasons et non plus à une demi longueur d'onde. Leurs amplitudes respectives dépendent de l'amplitude de la tension appliquée au quartz récepteur (figure 5).

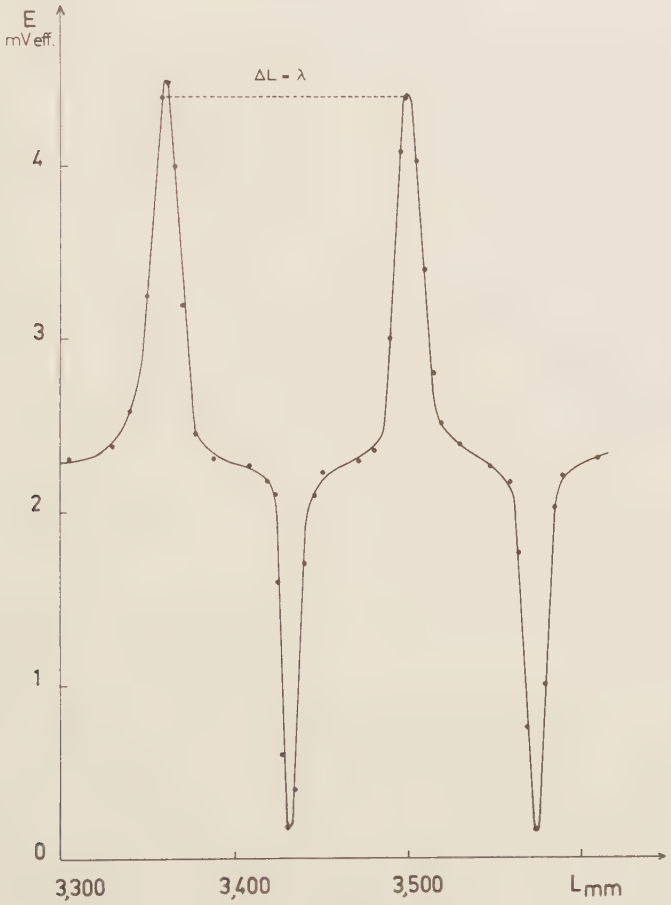

Figure 5

Nous reviendrons sur ces résultats dans l'étude théorique de l'interféromètre ; nous signalerons seulement ici que ce montage à quartz récepteur excité augmente considérablement la sensibilité de l'appareil, pour l'étude de gaz très absorbants, tels que des mélanges CO_2 - H_2O. Il permet en effet d'obtenir des ondes stationnaires pour des distances émetteur-récepteur de l'ordre de plusieurs centimètres, alors que le montage normal devient inutilisable dès que la longueur de la colonne gazeuse dépasse quelques millimètres.

Ce dispositif peut donc, dans certains cas, améliorer considérablement les conditions de travail.

CHAPITRE II

ÉTUDE THÉORIQUE DE L'INTERFÉROMÈTRE

I - INTRODUCTION

La piézoélectricité dans les cristaux et le mouvement d'une lame cristalline, soumise à des efforts mécaniques et à un champ électrique, ont fait l'objet de nombreuses études approfondies.

En particulier, Cady [5], Mason [7] et Fry [9] ont établi les équations générales qui définissent les propriétés électriques et mécaniques d'une lame de quartz vibrant en épaisseur.

Nous avons appliqué ces équations, d'une part, au cas d'un cristal soumis à une différence de potentiel périodique et qui émet des ondes acoustiques dans un milieu fluide, d'autre part au cas d'un cristal qui reçoit des ondes acoustiques et entre les électrodes duquel on pourra recueillir une tension, proportionnelle à la pression acoustique.

Dans les deux cas, nous étudierons successivement le mouvement de la lame vibrante et ses propriétés électriques, en fonction de la fréquence de vibration et des contraintes extérieures. Cette étude sera considérablement simplifiée si on représente le cristal vibrant par un système équivalent pour lequel les méthodes de calcul sont bien connues. Plusieurs méthodes sont possibles pour déterminer ce système équivalent. Nous adopterons ici les méthodes de Mason [7] et de Fry [9], qui nous ont paru particulièrement bien adaptées au cas de l'interféromètre à deux quartz.

Nous appliquerons ensuite les formules générales obtenues à l'étude systématique du mouvement des quartz, en amplitude et en phase, à des fréquences voisines, mais distinctes de leur fréquence de résonance.

II - CARACTERISTIQUES D'UNE LAME VIBRANT EN EPAISSEUR AU VOISINAGE DE LA RESONANCE -

Nous utiliserons dans ce qui suit les notions d'impédances mécanique et acoustique dont nous rappellerons les définitions :

- L'impédance mécanique Z_M en un point d'un système vibrant est définie, par analogie avec les circuits électriques, par le rapport de la force totale au point considéré à la vitesse du mouvement en ce point.

- L'impédance acoustique Z_a en un point est, de même, exprimée par le rapport de la pression au débit acoustique, donné par le produit de la surface et de la vitesse du mouvement au point considéré.

Il résulte des équations de propagation d'un mouvement vibratoire que la pression en un point et la vitesse de déplacement des particules en ce point sont de même signe à condition d'adopter les conventions de signe suivantes :

- une force de compression est considérée comme positive ;

- la vitesse de déplacement est considérée comme positive si elle est de même sens que la vitesse de propagation du mouvement au point considéré.

Les conditions aux limites dans un système vibrant seront exprimées par les impédances terminales du système. Compte tenu des conventions de signe énoncées ci-dessus, ces impédances terminales seront comptées positivement si le sens positif conventionnel de la vitesse de déplacement coïncide avec le sens positif de l'axe des x, négativement dans le cas contraire.

On considère alors une lame de quartz coupe X, c'est à dire taillée perpendiculairement à l'un des axes électriques, que l'on choisit comme axe de référence Ox. On admet les hypothèses suivantes :

- L'épaisseur L_c de la lame est petite devant les autres dimensions, ce qui nous permettra, en écrivant les conditions aux limites, de négliger les faces latérales parallèles au plan xOz.

- Au cours de la vibration, les sections planes parallèles au plan yOz restent planes. Ceci revient à admettre que toutes les déformations sont nulles, sauf la déformation en épaisseur. Si on désigne par $\overline{\xi}$ le déplacement d'une section plane au cours du mouvement, la déformation correspondante est $\frac{\partial \overline{\xi}}{\partial x}$.

- Les faces latérales, parallèles au plan yOz, sont en contact avec les électrodes et les sections planes parallèles à ces faces sont des surfaces équipotentielles. Le champ électrique $\vec{E}$ est constant en tout point de ces sections planes et il est parallèle à l'axe Ox.

Compte tenu de ces hypothèses et des valeurs des constantes élastiques et piézoélectriques dans le cas du quartz, les équations générales se ramènent à trois relations.

Dans l'hypothèse d'un mouvement harmonique, le facteur temps peut être éliminé de toutes les équations en posant :

$$\overline{\xi} = \xi \exp [j\omega t]$$

Si on désigne par $\dot{\xi}_1$ la vitesse de déplacement de la face d'abscisse $x = 0$, et par F_1 la force qui s'exerce sur cette face, la force F_2 et la vitesse ξ_2 sur la face $x = L_c$ sont alors déterminées par les relations :

$$\text{a)}\quad \dot{\xi}_2 = \dot{\xi}_1 \cos \frac{\omega L_c}{V_c} - j \left(\frac{F_1 - \varphi V}{Z_{oc}} \right) \sin \frac{\omega L_c}{V_c}$$

$$\text{b)}\quad \left(\frac{F_2 - \varphi V}{Z_{oc}} \right) = - j \dot{\xi}_1 \sin \frac{\omega L_c}{V_c} + \left(\frac{F_1 - \varphi V}{Z_{oc}} \right) \cos \frac{\omega L_c}{V_c} \qquad (1)$$

Une troisième équation détermine le courant de déplacement dans le cristal, soit :

$$I = j\omega C_o V + \varphi (\dot{\xi}_2 - \dot{\xi}_1) \qquad (2)$$

avec :

$$C_o = \frac{\varepsilon_{11} S}{4 \pi L_c}$$

$$\varphi = \frac{e_{11} S}{L_c} \qquad \text{et} \qquad Z_{oc} = S \rho_c V_c$$

V est la différence de potentiel entre les électrodes du quartz, C_o la capacité électrostatique du cristal "bloqué" et Z_{oc} l'impédance mécanique caractéristique du quartz. e_{11} est le module piézoélectrique, ρ_c la densité et S la surface de la lame cristalline.

A - Etude du quartz émetteur.

On considère une lame de quartz vibrant en épaisseur sous l'action d'une d. d. p. périodique $\bar{E}_e = E_e \exp [j\omega t]$, l'une des faces du cristal étant en contact avec son support qui définit sur le quartz l'impédance mécanique Z_s^e, l'autre face vibrant dans un milieu gazeux qui impose sur le cristal une impédance Z_M^e.

1/ Impédance mécanique du quartz émetteur.

Soient respectivement $\dot{\xi}_s$ et $\dot{\xi}_e$ les vitesses de déplacement des faces en contact avec le support et avec le fluide, f_o la fréquence propre de la lame vibrante, telle que :

$$f_o = \frac{V_c}{2 L_c}$$

Si on n'étudie le cristal que dans un domaine de fréquences relativement proches de cette fréquence propre, on peut admettre les approximations :

$$\cos \frac{\omega L_c}{V_c} \simeq - 1 \qquad \sin \frac{\omega L_c}{V_c} \simeq - \frac{\pi (\omega - \omega_o)}{\omega_o}$$

Cette approximation est valable à mieux de 10^{-3} près si :

$$\left| \frac{f - f_o}{f_o} \right| < \frac{1}{100}$$

De plus, nous négligerons, en première approximation, les termes de degré 2 dans les équations (1). Nous verrons que les valeurs numériques trouvées pour les impédances $\frac{Z_s^e}{Z_{oc}}$ justifient pleinement cette approximation.

Compte tenu des impédances terminales

$$Z_S^e = - \frac{F_1}{\dot{\xi}_S} \qquad Z_M^e = \frac{F_2}{\dot{\xi}_e}$$

la vitesse de déplacement de la face en contact avec le fluide, qui seule nous intéresse ici, s'écrit alors :

$$\dot{\xi}_e = \varphi E_e \left[\frac{2}{(Z_S^e + Z_M^e) + \frac{j \pi Z_{oc} (\omega - \omega_o)}{\omega_o}} \right] \qquad (3)$$

Le numérateur de cette expression a les dimensions d'une force. Il représente la force mécanique équivalente à la d. d. p. appliquée entre les électrodes.

Le dénominateur a les dimensions d'une impédance mécanique et nous poserons :

$$Z_m = \left[Z_S^e + Z_M^e + \frac{j \pi Z_{oc} (\omega - \omega_o)}{\omega_o} \right]$$

Z_m est l'impédance mécanique équivalente au cristal vibrant. On peut montrer facilement qu'elle est égale à l'impédance mécanique d'un oscillateur harmonique à un degré de liberté, de masse M et de "raideur" G telles que :

$$M = \frac{1}{2} S \rho_c L_c = \frac{\pi Z_{oc}}{2\omega_o} \qquad (4)$$

$$G = M \omega_o^2$$

Il faut remarquer que, dans le cas où les contraintes extérieures s'exercent uniquement sous forme de frottement, les termes Z_S^e et Z_M^e, qui expriment ces contraintes sur les faces terminales du cristal, sont entièrement réels.

Nous nous limiterons à ce cas et nous étudierons uniquement l'influence sur le mouvement du quartz de l'impédance Z_M^e, c'est-à-dire de la charge exercée par le milieu fluide. Cette charge dépend, d'une part, de la longueur de la colonne gazeuse, d'autre part de l'impédance du réflecteur qui ferme cette colonne gazeuse. Nous l'exprimerons en toute généralité sous la forme :

$$Z_M^e = R_g + j X_g$$

d'où :

$$R_m = Z_S^e + R_g$$

$$X_m = \pi Z_{oc} \left[\frac{\omega - \omega_o}{\omega_o} + \frac{X_g}{\pi Z_{oc}} \right] \qquad (5)$$

La fréquence de résonance f_R de l'oscillateur chargé est celle qui annule la réactance X_m. Elle diffère de la fréquence f_o de la lame vibrant librement. On a :

$$\omega_R = \omega_o \left[1 - \frac{X_g}{\pi Z_{oc}} \right] \qquad (6)$$

L'expression $\frac{M\omega}{R_m}$ est le facteur de qualité Q du cristal. C'est ce facteur de qualité qui caractérise l'acuité de la résonance de la lame vibrante. Il est directement lié à la largeur de la bande passante de l'oscillateur, que nous définirons comme l'intervalle de fréquence Δf dans lequel l'impédance mécanique équivalente reste inférieure, en module, à $R_m \sqrt{2}$.

On obtient, en effet, la relation classique :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{Q} = \frac{2 R_m}{\pi Z_{oc}} \qquad (7)$$

Si donc une mesure de la largeur de bande Δf est possible expérimentalement, nous pourrons en déduire la résistance mécanique du quartz R_m c'est-à-dire, d'une part, l'impédance Z_S^e du support, en faisant vibrer le cristal dans le vide, d'autre part l'influence sur l'amortissement de divers milieux gazeux.

2/ Impédance électrique du quartz émetteur.

L'équation (2) qui exprime l'intensité du courant de déplacement dans le cristal peut s'écrire sous la forme :

$$I = \frac{E_e}{Z_e} = j\omega C_o E_e + \varphi (\dot{\xi}_e - \dot{\xi}_S)$$

Si on pose :

$$\varphi (\dot{\xi}_e - \dot{\xi}_S) = \frac{E_e}{Z_i}$$

On a la relation :

$$\frac{1}{Z_e} = \frac{1}{Z_i} + j\omega C_o \qquad (8)$$

On définit ainsi une impédance électrique Z_e équivalente au cristal vibrant.

C_o est, nous l'avons vu, la capacité électrostatique du cristal "bloqué".

Z_i est une grandeur qui a les dimensions d'une impédance électrique et qui peut être déterminée d'après les équations (1). Il vient, au voisinage de la fréquence de résonance :

$$Z_i = \frac{1}{4\varphi^2} \left[Z_S^e + Z_M^e + j\pi Z_{oc} \left(\frac{\omega - \omega_o}{\omega_o} \right) \right] \qquad (9)$$

ou :

$$Z_i = \frac{Z_m}{4\varphi^2}$$

Ce terme Z_i représente la contribution du mouvement du cristal à l'impédance électrique totale. C'est l'impédance motionnelle du cristal.

Comme nous avons représenté le cristal vibrant par un oscillateur à un degré de liberté, nous pouvons représenter ce même cristal par un circuit électrique équivalent, tel que son impédance électrique soit identique à l'impédance équivalente Z_e. Ce circuit est constitué par 2 impédances placées en parallèle. L'une des branches est la capacité statique C_o du cristal, la seconde branche est l'impédance motionnelle Z_i que nous pouvons exprimer sous la forme générale :

$$Z_i = R + j \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) = R + jX$$

avec les conditions

$$R = \frac{R_m}{4\varphi^2}$$

$$X = \frac{X_m}{4\varphi^2}$$

et : $$L C \omega_R^2 = 1$$

ω_R étant la pulsation à la résonance du quartz vibrant.

d'où : $$R = \frac{Z_S^e + R_q}{4\varphi^2}$$

$$L = \frac{M}{4\varphi^2} = \frac{\pi Z_{oc}}{8\varphi^2 \omega_o}$$

$$C = \frac{1}{L\omega_R^2} = \frac{8\varphi^2}{\pi \omega_o Z_{oc}} \left(1 + 2\frac{X_q}{\pi Z_{oc}}\right) \qquad (10)$$

A titre indicatif, on peut déterminer les valeurs numériques de L et C dans le cas des quartz que nous avons utilisés. Ceux-ci sont des lames circulaires de 25 mm.de diamètre et 3 mm.d'épaisseur. Il vient :

$\varphi = 2,75.10^{-2}$ coulomb/m ; $Z_{oc} = 7,45.10^3$ kgs/sec ;

L = 0,625 henry ; C = $0,04.10^{-12}$ farad ; $C_o = 8.10^{-12}$ farad.

Au voisinage de la fréquence de résonance, le circuit équivalent se ramène pratiquement à l'impédance motionnelle. La surtension Q de ce circuit est donnée par la formule classique :

$$Q = \frac{L\omega}{R} = \frac{\pi Z_{oc}}{2 R_m}$$

Cette surtension Q n'est autre que le facteur de qualité du quartz que nous avons déjà défini. Ce facteur va donc pouvoir être mesuré par une méthode électrique, en utilisant le montage en résonateur.

3/ Montage en résonateur.

Ce montage a été étudié par de nombreux auteurs, notamment par Dye [2] et Hubbard [3]. Nous nous limiterons ici à un rappel des résultats théoriques obtenus par ces auteurs et à une description de la méthode expérimentale qui en résulte.

Ce montage est constitué par un circuit self-capacité, d'impédance $Z_1 = R_1 + j\left(L_1\omega - \frac{1}{C_1\omega}\right)$, aux bornes duquel le quartz est placé en parallèle. Nous le représenterons par son circuit équivalent, R, C et L étant respectivement la résistance, la capacité et la self motionnelles, C_o la capacité statique du cristal.

Soient i_o l'intensité du courant dans la branche L_1 R_1 et $I_o = \frac{E_g}{R_1}$ l'intensité maximale de ce courant, mesuré à la résonance, le quartz étant déconnecté. On pose enfin $\sigma = \frac{i_o}{I_o}$.

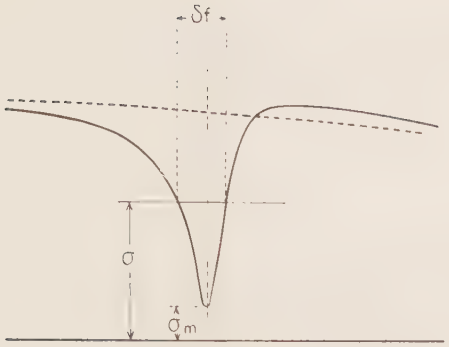

Figure 6

Le calcul montre que σ dépend de la fréquence d'excitation et varie, en fonction de cette fréquence, selon la loi représentée sur la figure 6. On retrouve ainsi théoriquement la "crevasse" observée expérimentalement. La valeur minimale σ_m de σ et la fréquence f_m pour laquelle elle est atteinte, sont données par les relations :

$$\sigma_m = \frac{1}{1 + Q\left[\frac{C}{R_1\,\omega\,(C_o + C_1)^2}\right]}$$

où Q est la surtension du quartz, et

$$f_m = f_o\left[1 + \frac{C}{2\,(C_o + C_1)}\right] \qquad (11)$$

Compte tenu des valeurs numériques déjà indiquées, il vient, pour $f_o \simeq 1$ MHz

$$f_m - f_o \sim 40 \text{ Hz}$$

On peut donc considérer que le minimum de la "crevasse", observée en étudiant le montage en résonateur, détermine la fréquence propre f_o du quartz à 4.10^{-5} près.

On montre également que, si on introduit dans les équations la largeur de la "crevasse" δf, définie pour une même valeur de σ, on a, au voisinage de la résonance :

$$y = \sqrt{\frac{\sigma^2 - \sigma_m^2}{1 - \sigma^2}} = \left(\frac{Q\,\sigma_m}{f}\right)\delta f \qquad (12)$$

Ces deux équations sont la base de la méthode expérimentale qui permet de déterminer la fréquence de résonance, la surtension et, par suite, la courbe de résonance d'un quartz donné.

Il suffit de relever sur la "crevasse" observée expérimentalement, la fréquence f_m correspondant à la valeur minimale σ_m du rapport σ, de tracer

ensuite la courbe représentant y en fonction de la largeur δf mesurée et d'en déterminer la pente m. On en déduit la surtension et la largeur de la bande passante du quartz par les relations simples :

$$Q = \frac{m f_m}{\sigma_m}$$

$$\frac{\Delta f}{f_m} = \frac{1}{Q}$$

On dispose alors de tous les éléments nécessaires pour déterminer par le calcul la courbe de résonance du cristal. Celle-ci est définie par l'équation (3) que nous écrirons sous la forme :

$$\dot{\xi}_e = k_e E_e \exp [- j \varphi_e] \tag{13}$$

Le coefficient de proportionnalité k_e, ainsi que le déphasage φ_e entre la vitesse de vibration du quartz et la d. d. p. E_e appliquée entre ses électrodes, sont définis à partir de l'équation (3). On a :

$$k_e = \frac{2\varphi}{\left\{[Z_s^e + R_g]^2 + \left[\frac{\pi Z_{oc} (\omega - \omega_R)}{\omega_R}\right]^2\right\}^{1/2}} \tag{14}$$

$$tg\varphi_e = \left(\frac{\pi Z_{oc}}{R_g + Z_s^e}\right) \cdot \left(\frac{\omega - \omega_R}{\omega_R}\right)$$

On peut introduire dans cette expression la largeur de bande Δf. On obtient ainsi une forme réduite :

$$k_e = \frac{k_{e\,(max)}}{\left\{1 + \left[\frac{f - f_R}{\Delta f/2}\right]^2\right\}^{1/2}}$$

$$tg\,\varphi_e = \left(\frac{f - f_R}{\Delta f/2}\right) \tag{15}$$

avec :

$$k_{e\,(max)} = \frac{2\varphi}{R_m} \tag{16}$$

$$\frac{\Delta f}{f_R} = \frac{2R_m}{\pi Z_{oc}} \tag{17}$$

et

$$f_R = f_o \left(1 - \frac{X_g}{\pi Z_{oc}}\right)$$

La fréquence de résonance f_R qui intervient dans cette équation coïncide avec la fréquence propre f_o si le quartz vibre dans le vide et en diffère très peu, comme nous le verrons, quel que soit le milieu gazeux dans lequel émet le quartz. On peut donc admettre que cette fréquence de résonance coïncide, en première approximation, avec celle qui définit le minimum de la crevasse. La largeur de la bande passante est connue par les mesures de

surtension ; l'amplitude maximale $k_{e\,(max)}$ se déduit aisément de la valeur de la résistance mécanique précédemment calculée. La courbe de résonance du cristal est donc totalement déterminée par la méthode que nous venons d'exposer. C'est cette méthode que nous emploierons toujours pour définir les caractéristiques de vibration des quartz utilisés, dans les conditions expérimentales choisies.

B - Etude du quartz récepteur.

Nous devons déterminer, d'une part, l'impédance mécanique de ce quartz jouant le rôle de réflecteur, d'autre part sa sensibilité, c'est-à-dire la tension qui apparaît entre ses électrodes, pour une pression acoustique donnée.

1/ Impédance mécanique du quartz récepteur.

On considère ce quartz réflecteur comme étant relié à un circuit électrique extérieur que nous supposerons être une capacité pure C_L. Soit E_r la différence de potentiel qui existe entre les électrodes ; le courant de déplacement dans le cristal est nécessairement tel que :

$$I = - j \omega C_L E_r$$

Soient $\dot{\xi}_r$ et $\dot{\xi}_s$ les vitesses de déplacement des faces en contact respectivement avec le fluide et avec le support.

Soit, de plus, $\frac{Z_S^r}{Z_{oc}}$ l'impédance mécanique imposée par le support. Si on résout les équations (1) et (2) en éliminant la d.d.p. E_r et la vitesse de déplacement $\dot{\xi}_s$, on obtient pour l'impédance mécanique Z_M^r, sur la face en contact avec le fluide, une valeur parfaitement définie, imposée par le montage électromécanique du quartz. Compte tenu des conventions de signes adoptées on obtient, au voisinage de la résonance :

$$\frac{Z_M^r}{Z_{oc}} = \frac{Z_S^r}{Z_{oc}} + j \left[\frac{\pi (\omega - \omega_o)}{\omega_o} - 4\theta \right] \qquad (18)$$

où :
$$\theta = \frac{\varphi^2}{Z_{oc}\, \omega\, (C_o + C_L)}$$

C'est cette impédance mécanique $\frac{Z_M^r}{Z_{oc}}$, imposée par le cristal à l'extrémité de la colonne gazeuse, qui déterminera le pouvoir réflecteur apparent du quartz récepteur.

2/ Sensibilité du quartz récepteur.

Soit P_r la pression acoustique qui s'exerce sur le quartz et F_r la force totale telle que :

$$F_r = S \, . \, P_r$$

S étant la surface du cristal.

La relation entre la pression P_r sur la face en contact avec le fluide et la tension E_r, effectivement disponible entre les électrodes du quartz, peut être établie à partir des équations (1). Il vient, au voisinage de la résonance :

$$E_r = E_o \frac{Z_L}{Z_i + Z_L}$$

où :
$$E_o = \frac{S}{2\varphi} \cdot P_r \qquad (19)$$

$$Z_L = \frac{1}{j\omega (C_o + C_L)} = -j \frac{Z_{oc}}{\varphi^2} \theta$$

$$Z_i = \frac{Z_{oc}}{4\varphi^2} \left[\frac{Z_S^r}{Z_{oc}} + j \frac{\pi (\omega - \omega_o)}{\omega_o} \right] \qquad (20)$$

Le quartz récepteur peut donc être représenté par un circuit électrique équivalent, constitué par un générateur de f. e. m. E_o, placé en série avec deux impédances Z_i et Z_L. Z_L représente l'impédance électrique du cristal "bloqué" et du circuit extérieur. Z_i est l'impédance motionnelle du quartz vibrant.

On peut remarquer, ce qui est normal étant donné le caractère de réciprocité des phénomènes piézoélectriques direct et inverse, que cette impédance motionnelle est identique à celle qu'aurait le même quartz, fonctionnant en émetteur et vibrant dans le vide, c'est-à-dire avec une charge nulle sur la face en contact avec le fluide.

On peut donc, par analogie, représenter Z_i par un schéma équivalent, identique à celui qui représentait le quartz émetteur. Les valeurs de la résistance, de la self et de la capacité motionnelles sont données par les équations (10), dans lesquelles on annule la résistance R_g et la réactance X_g du fluide, soit :

$$R = \frac{Z_{oc}}{4\varphi^2} \cdot \frac{Z_S^r}{Z_{oc}}$$

$$L = \frac{Z_{oc}}{4\varphi^2} \cdot \frac{\pi}{2\omega_o} \qquad (21)$$

$$C = \frac{8\varphi^2}{Z_{oc}} \cdot \frac{1}{\pi\omega_o}$$

d'où la tension disponible entre les électrodes

$$E_r = \frac{E_o}{j\omega (C_o + C_L)} \cdot \frac{1}{R + j \left[L\omega - \frac{1}{C\omega} - \frac{1}{\omega (C_o + C_L)} \right]} \qquad (22)$$

où, sous une autre forme, valable au voisinage de la résonance :

$$E_r = E_o \frac{-4 j \theta}{\frac{Z_S^r}{Z_{oc}} + j \left[\frac{\pi(\omega - \omega_o)}{\omega_o} - 4\theta \right]} \qquad (23)$$

La fréquence de résonance f_R est celle qui annule la réactance du cristal. Elle diffère de la fréquence propre du cristal libre et est donnée par la relation :

$$f_R = f_o \left[1 + \frac{4\theta}{\pi} \right] = f_o \left[1 + \frac{C}{2\ (C_o + C_L)} \right] \qquad (24)$$

Pour le montage utilisé expérimentalement, la capacité C_L du circuit extérieur auquel est relié le quartz est de l'ordre de 800 pF. La capacité motionnelle C étant de l'ordre de 0,04 pF, on a, pour f_o voisin de 1 MHz :

$$f_R - f_o \simeq 25 \text{ Hz}$$

Ces deux fréquences sont très voisines et peuvent pratiquement être confondues, ce qui revient à négliger dans l'équation (22), le terme en $(C_o + C_L)$ devant le terme en C. On peut donc considérer, avec une très bonne approximation, que la courbe de résonance du cristal fonctionnant en récepteur ne dépend que de son impédance motionnelle. Par conséquent elle est identique à celle du même cristal fonctionnant en émetteur et vibrant dans le vide.

Pour déterminer les caractéristiques de vibration d'un quartz destiné à fonctionner en récepteur, il suffit donc de le monter, au préalable, en émetteur vibrant dans le vide, et de lui appliquer la méthode de la "crevasse" que nous avons décrite plus haut. On en déduit la fréquence de résonance f_R, la largeur de la bande passante Δf et l'impédance mécanique Z_s du support du cristal. La tension mesurable entre les électrodes de ce même cristal, utilisé ensuite en récepteur, sera alors entièrement déterminée à partir des équations (23) et (24). On obtient les relations :

$$E_r = k_r \cdot P_r \exp \left[- j \left(\varphi_r + \frac{\pi}{2} \right) \right] \qquad (25)$$

avec :

$$k_r = \frac{2\theta S}{\varphi} \frac{Z_{oc}}{\left\{ (Z_S^r)^2 + \left[\frac{\pi Z_{oc} (\omega - \omega_R)}{\omega_R} \right]^2 \right\}^{1/2}} \qquad (26)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_r = \frac{\pi (\omega - \omega_R) Z_{oc}}{\omega_R Z_S^r}$$

ou, sous forme réduite,

$$\begin{cases} k_r = \dfrac{k_{r\,(max)}}{\left[1 + \left(\dfrac{f - f_R}{\Delta f/2} \right)^2 \right]^{1/2}} \\ \operatorname{tg} \varphi_r = \dfrac{f - f_r}{\Delta f/2} \end{cases} \qquad (27)$$

avec

$$k_{r\,(max)} = \left(\frac{2\theta S}{\varphi} \right) \left(\frac{Z_S^r}{Z_{oc}} \right)^{-1}$$

$$\frac{\Delta f}{f_R} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{Z_S^r}{Z_{oc}} \qquad f_R = f_o \left(1 + \frac{4\theta}{\pi} \right) \qquad (28)$$

Nous adopterons cette méthode pour étudier systématiquement les quartz dont nous disposons, et pour choisir le récepteur le mieux adapté aux conditions expérimentales requises.

III - EQUATIONS DE PROPAGATION D'ONDES PLANES DANS UN TUYAU FERME -

Les deux systèmes vibrants, émetteur et récepteur, que nous venons d'étudier isolément sont, en fait, couplés par l'intermédiaire du fluide qui les sépare. Nous avons vu que le cristal récepteur imposait à l'une des extrémités de la colonne gazeuse une impédance mécanique Z_M^r qui dépend du montage électromécanique de ce cristal (éq. 18). Nous avons vu également que l'amplitude de vibration et la vitesse de déplacement du quartz émetteur dépendaient de l'impédance mécanique Z_M^e imposée par le fluide sur cet émetteur. Le problème est donc d'étudier les équations de propagation d'ondes acoustiques dans un tuyau fermé sur une impédance Z_M^r et d'en déduire l'impédance Z_M^e ramenée à l'origine du tuyau.

Soit un tuyau sonore de longueur L, de section constante S, renfermant un gaz de densité ρ, à la pression p et soumis à des ondes planes sinusoïdales se propageant parallèlement à l'axe des x. Soient $\bar{\xi}_{(x,t)}$ et $\bar{P}_{(x,t)}$ la vitesse de déplacement des particules et la variation de pression par rapport à la pression moyenne en un point et à l'instant t.

Dans le cas d'ondes sinusoïdales, la solution de l'équation de propagation est de la forme :

$$\bar{\xi}_{(x,t)} = \exp(j\omega t) \left\{ \dot{\xi}_{(+)} \exp\left[-\left(j\frac{\omega}{V} + \frac{\alpha}{\lambda} \right) x \right] + \dot{\xi}_{(-)} \exp\left[\left(j\frac{\omega}{V} + \frac{\alpha}{\lambda} \right) x \right] \right\} \tag{29}$$

où

$$V = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s^{1/2} \qquad \frac{\alpha}{\lambda} = \frac{A\omega^2}{2V^3} \tag{30}$$

λ est la longueur d'onde du mouvement, V la vitesse de phase et α le coefficient d'absorption du milieu gazeux par longueur d'onde.

La variation de pression en un point est exprimée par une équation de même forme :

$$\bar{P}_{x,t} = \exp(j\omega t)\, \rho V \left(1 - j\frac{\alpha}{2\pi}\right) \left\{ \dot{\xi}_{(+)} \exp\left[-\left(j\frac{\omega}{V} + \frac{\alpha}{\lambda} \right) x \right] - \dot{\xi}_{(-)} \exp\left[\left(j\frac{\omega}{V} + \frac{\alpha}{\lambda} \right) x \right] \right\} \tag{31}$$

Pour déterminer les constantes $\dot{\xi}_{(-)}$ et $\dot{\xi}_{(+)}$, il suffit d'écrire que pour x = L, c'est-à-dire à l'extrémité du tuyau, l'impédance mécanique $Z_M(L)$ dans le gaz est égale à l'impédance mécanique Z_M^r imposée par le cristal récepteur qui ferme le tuyau. On obtient ainsi le facteur de réflexion $\mathcal{R}$ du réflecteur, défini par le rapport des amplitudes des ondes incidentes et réfléchies sur ce réflecteur, soit :

$$\mathcal{R} = \frac{\dot{\xi}_{(-)}}{\dot{\xi}_{(+)}} \exp\left[2\left(\frac{j\omega}{V} + \frac{\alpha}{\lambda}\right) L\right] = \frac{1 - \frac{Z_M^r}{Z_o}}{1 + \frac{Z_M^r}{Z_o}} \qquad (32)$$

avec

$$Z_o = S\rho V\left(1 - j\frac{\alpha}{2\pi}\right)$$

Ce facteur de réflexion est en général complexe.

Nous reviendrons sur cette remarque quand nous étudierons l'interféromètre acoustique, en comparaison avec l'interféromètre optique de Pérot-Fabry.

Nous nous limiterons, pour l'instant, à exprimer, d'une part l'impédance mécanique Z_M^e à l'origine du tuyau, soit pour $x = 0$, d'autre part la pression acoustique P_r à l'extrémité en fonction de l'amplitude de la vitesse des particules $\dot{\xi}_e$ à l'origine du tuyau. Il vient, d'après les équations (29) et (31) :

$$Z_M^e = \frac{Z_M^r + j\, Z_o \mathrm{tg}\left(\frac{\omega L}{V} - j\,\frac{\alpha L}{\lambda}\right)}{1 + j\,\frac{Z_M^r}{Z_o}\mathrm{tg}\left(\frac{\omega L}{V} - j\,\frac{\alpha L}{\lambda}\right)} \qquad (33)$$

et d'après les équations (29), (31) et (32).

$$P_r = \frac{\dot{\xi}_e}{S} \cdot \frac{Z_M^r}{\cos\left(\frac{\omega L}{V} - j\,\frac{\alpha L}{\lambda}\right) + j\,\frac{Z_M^r}{Z_o}\sin\left(\frac{\omega L}{V} - j\,\frac{\alpha L}{\lambda}\right)} \qquad (34)$$

Il faut remarquer que, non seulement la pression acoustique à l'extrémité du tuyau fermé, mais également l'impédance mécanique ramenée à l'origine, dépendent des paramètres qui définissent la colonne gazeuse. On peut expliciter cette impédance, qui exprime la réaction de la colonne gazeuse sur le quartz émetteur, en posant :

$$\frac{Z_M^r}{Z_o} = \mathrm{th}\,(\chi_r + \eta_r) \qquad (35)$$

et

$$Z_M^r = R_g + j\,X_g$$

Il vient :

$$R_g = S\rho V\left[\frac{\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + \chi_r\right) + \frac{\alpha}{2\pi}\sin 2\left(\frac{\omega L}{V} + \eta_r\right)}{\cosh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + \chi_r\right) + \cos 2\left(\frac{\omega L}{V} + \eta_r\right)}\right] \qquad (36)$$

$$X_g = S\rho V\left[\frac{\sin 2\left(\frac{\omega L}{V} + \eta_r\right) - \frac{\alpha}{2\pi}\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + \chi_r\right)}{\cosh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + \chi_r\right) + \cos 2\left(\frac{\omega L}{V} + \eta_r\right)}\right] \qquad (37)$$

Nous reviendrons sur la signification physique des termes χ_r et η_r qui sont directement liés au facteur de réflexion du quartz récepteur.

Cette réaction de la colonne gazeuse sur le quartz et sa variation en fonction de la position du réflecteur sont à la base des méthodes de mesure de vitesse des ultrasons, avec des interféromètres classiques à réflecteur rigide.

Il faudra, dans le cas présent, en tenir compte pour mesurer la surtension d'un quartz vibrant dans un milieu gazeux. Les mesures faites ne pourront être comparables entre elles que si l'on prend soin de placer toujours le réflecteur dans une position correspondant au même extrêmum de la fonction R_g.

IV - ETUDE GENERALE DE L'INTERFEROMETRE A DEUX QUARTZ -

L'interféromètre est constitué par deux lames de quartz, identiques en première approximation, de surface S, d'épaisseur L_c, fixées sur des supports d'impédances mécaniques Z_S^e et Z_S^r. Nous nous limiterons, comme précédemment, au cas où ces impédances ne sont que des facteurs d'amortissement, exprimés par des termes entièrement réels. Soient f_o^e et f_o^r les fréquences propres des deux quartz, f_R^e et f_R^r les fréquences de résonance de ces mêmes quartz, compte tenu de leurs conditions de fonctionnement en émetteur et en récepteur, et f la fréquence de la tension E_e appliquée entre les électrodes de l'émetteur. Ces fréquences sont supposées assez voisines pour que les formules approchées utilisées dans les paragraphes précédents soient valables.

Nous nous proposons de déterminer la tension E_r mesurable entre les électrodes du quartz récepteur, en fonction des paramètres de l'ensemble du système. Nous distinguerons deux cas, selon que le quartz récepteur est lui-même excité par une tension extérieure ou non.

A - Interféromètre à récepteur "pur"

1/ Equations générales

Nous avons vu que la tension E_r était proportionnelle à la pression acoustique qui s'exerce sur le récepteur et déphasée par rapport à celle-ci. Les équations (27) expriment le coefficient de proportionnalité k_r et le déphasage φ_r. Il suffit donc d'exprimer la pression acoustique sur le récepteur en fonction de la tension E_e appliquée à l'émetteur en utilisant les équations (3) et (34). L'impédance caractéristique Z_o et les impédances terminales de la colonne gazeuse sont données par les équations (18), (32) et (33).

De ces équations, découle l'expression cherchée soit $\frac{P_r}{E_e}$. Elle se présente sous forme d'un produit de deux fonctions que nous écrirons :

$$\frac{P_r}{E_e} = F(\omega) \cdot A_{(L)} \cdot \exp\left[-j\,(\Phi_e + \Phi_L)\right]$$

La fonction $F(\omega)$ est liée essentiellement aux courbes de résonance de chacun des deux quartz et ne dépend pas de la longueur de la colonne gazeuse. On obtient :

$$F(\omega) = \rho V \cdot k_e \cdot (1 + \varepsilon)^{-1/4}$$

Le facteur k_e est celui qui définit la courbe de résonance du quartz émetteur vibrant dans le vide.

Le terme ε exprime le couplage entre les deux quartz. Ce terme est maximal si les fréquences de résonance des quartz et la fréquence d'excitation sont égales entre elles. Il est alors donné par la relation :

$$\varepsilon = 2 \left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2\right] \left[\frac{1}{(Z_S^r/Z_{oc})^2} + \frac{1}{(Z_S^e/Z_{oc})^2}\right]$$

$$+ 4 \left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^4 \left[1 + \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2\right]^2 \left[\frac{1}{(Z_S^r/Z_{oc})^4} + \frac{1}{(Z_S^e/Z_{oc})^4} -\right.$$

$$\left. - 4 \frac{(Z_S^e/Z_{oc})^2 + (Z_S^r/Z_{oc})^2}{(Z_S^e/Z_{oc})^4 (Z_S^r/Z_{oc})^4}\right]$$

Ce facteur est du même ordre de grandeur que l'expression :

$$\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^2 \left[\frac{1 + (\alpha/2\pi)^2}{(Z_s/Z_{oc})^2}\right]$$

Or, en considérant les conditions normales de fonctionnement de l'appareil, les valeurs numériques sont les suivantes :

$$\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right) \leqslant 5.10^{-5} \; ; \; \frac{Z_S}{Z_{oc}} \geqslant 2,5.10^{-4} \; ; \; \frac{\alpha}{2\pi} \simeq 10^{-3}$$

d'où :

$$\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^2 \left(\frac{1}{Z_S/Z_{oc}}\right)^2 \leqslant 0,04$$

Le facteur de couplage est donc inférieur à 0,2 si les deux quartz vibrent en résonance. Mais cette condition n'est jamais réalisée. Les quartz utilisés sont tels que l'on a toujours :

$$|f_R^e - f_R^r| > \frac{\Delta f_e + \Delta f_r}{2}$$

Dans ce cas, ε reste inférieur à 0,1 si la fréquence d'excitation f est égale à l'une des fréquences de résonance, et devient absolument négligeable dès que cette condition n'est plus réalisée.

Le calcul du déphasage Φ_e montre, de même, que les termes résultant du couplage entre les deux quartz sont petits, dans les conditions normales de fonctionnement de l'appareil, que nous avons définies. On obtient :

$$\Phi_e = \varphi_e - \frac{\pi}{2} \qquad \text{à mieux de } 5° \text{ près}$$

avec

$$\varphi_e = \text{arc tg} \left[\frac{f - f_o^e}{(\Delta f_e/2)}\right]$$

On peut donc exprimer la pression acoustique sur le récepteur sous la forme simplifiée

$$\frac{P_r}{E_e} = \rho V . k_e . \Lambda_{(L)} \exp \left[-j \left(\varphi_e - \frac{\pi}{2} + \Phi_L \right) \right] \tag{38}$$

d'où la tension E_r qui apparaît entre les électrodes du récepteur :

$$\frac{E_r}{E_e} = K(\omega) . \Lambda_{(L)} . \exp \left[- j \left(\Phi_\omega + \Phi_L \right) \right] \tag{39}$$

D'après les équations (38) et (27) il vient :

$$\Phi_\omega = \varphi_e + \varphi_r \tag{40}$$

$$K(\omega) = \rho V . k_e . k_r \tag{41}$$

avec

$$k_e = \frac{2 \varphi / Z_S^e}{\left\{ 1 + \left[\frac{f - f_o^e}{\Delta f_e / 2} \right]^2 \right\}^{1/2}}$$

$$k_r = \frac{2 Z_{oc} \theta S / \varphi Z_S^r}{\left\{ 1 + \left[\frac{f - f_R^r}{\Delta f_r / 2} \right]^2 \right\}^{1/2}}$$

Si alors on considère un système émetteur-récepteur donné, et une fréquence de fonctionnement constante, la tension mesurable sur le récepteur ne dépend plus que de la fonction $\Lambda_{(L)}$. Les calculs donnent :

$$\Lambda_{(L)} = \frac{1}{\left[\cosh^2 \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b \right) - \cos^2 \left(\frac{\omega L}{V} + a \right) \right]^{1/2}} \tag{42}$$

$$\Phi_L = -\operatorname{arctg} \left[\operatorname{cotg} \left(\frac{\omega L}{V} + a \right) \operatorname{th} \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b \right) \right] \tag{43}$$

a et b sont des paramètres qui dépendent des conditions de vibration des quartz. Ils sont définis par les relations :

$$\begin{aligned} a &= \eta_e + \eta_r \\ b &= \chi_e + \chi_r \end{aligned} \tag{44}$$

$$\operatorname{th} (\chi_r + j \eta_r) = \left(\frac{Z_{oc}}{Z_o} \right) \left(\frac{Z_S^r}{Z_{oc}} \right) \left[1 + j \left(\frac{f - f_R^r}{\Delta f_r / 2} \right) \right]$$

$$\operatorname{th} (\chi_e + j \eta_e) = \left(\frac{Z_{oc}}{Z_o} \right) \left(\frac{Z_S^e}{Z_{oc}} \right) \left[1 + j \left(\frac{f - f_o^e}{\Delta f_e / 2} \right) \right]$$

La signification physique de ces paramètres apparaît si on fait intervenir le pouvoir réflecteur des quartz. Celui-ci est donné, pour le quartz récepteur, pour les équations (32) et (35).

Il peut être exprimé sous la forme :

$$\mathcal{R}_r = r_r \cdot \exp\left[-j\,\delta_r\right]$$

où r_r et δ_r représentent le facteur de réflexion en amplitude du quartz et le retard de phase introduit à chaque réflexion entre une onde incidente et l'onde réfléchie. On obtient :

$$r_r = \exp\left[-2\,\chi_r\right] \qquad \delta_r = 2\,\eta_r$$

soit :

$$r_r^2 = \frac{\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^2 \left(\frac{Z_s'}{Z_{oc}}\right)^{-2} + \left[1 + \left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)^2\right] - 2\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)\left(\frac{Z_s'}{Z_{oc}}\right)^{-1}\left[1 - \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)\right]}{\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^2 \left(\frac{Z_s'}{Z_{oc}}\right)^{-2} + \left[1 + \left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)^2\right] + 2\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)\left(\frac{Z_s'}{Z_{oc}}\right)^{-1}\left[1 - \frac{\alpha}{2\pi}\left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)\right]} \tag{45}$$

$$\delta_r = \operatorname{arc\,tg} \frac{2\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)\left(\frac{Z_s'}{Z_{oc}}\right)^{-1}\left[\frac{\alpha}{2\pi} + \left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)\right]}{\left(\frac{\rho V}{\rho_c V_c}\right)^2 \left(\frac{Z_s'}{Z_{oc}}\right)^{-2} - \left[1 + \left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]} \tag{46}$$

On peut, de même, définir pour le quartz émetteur un facteur de réflexion r_e et un déphasage à la réflexion δ_e qui s'expriment par des relations analogues, d'où les paramètres a et b :

$$2\,a = (\delta_e + \delta_r) = \delta$$

$$\exp\left[-2b\right] = r_e \cdot r_r$$

Si on introduit ces expressions dans l'équation (42) il vient :

$$\Lambda_{(L)}^2 = \frac{\left[\Lambda_{L\,(max)}\right]^2}{1 + m\,\sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + \frac{\delta}{2}\right)}$$

où

$$m = \frac{4\,r_e \cdot r_r \cdot \exp\left[\frac{-2\,\alpha L}{\lambda}\right]}{\left\{1 - r_e \cdot r_r \cdot \exp\left[\frac{-2\,\alpha L}{\lambda}\right]\right\}^2}$$

$$\left[\Lambda_{L\,(max)}\right]^2 = \frac{4\,r_e \cdot r_r \cdot \exp\left[\frac{-2\,\alpha L}{\lambda}\right]}{\left\{1 - r_e \cdot r_r \cdot \exp\left[\frac{-2\,\alpha L}{\lambda}\right]\right\}^2}$$

On obtient ainsi, pour la fonction $[\Lambda_{(L)}]^2$ une expression semblable, si α est nul, à la fonction d'Airy qui définit l'intensité lumineuse transmise par un interféromètre optique de Pérot-Fabry. r_e et r_r représentent les pouvoirs réflecteurs en amplitude de chacune des deux lames qui constituent l'interféromètre. δ est le déphasage introduit par les réflexions sur chaque lame, entre deux ondes pour lesquelles la différence de marche est 2L. Ces pouvoirs réflecteurs et ce déphasage dépendent ici de la fréquence des ondes

incidentes, comme dans le cas des interféromètres optiques constitués par des lames revêtues de couches diélectriques [11].

La figure 7 représente les termes $\frac{\delta_e}{\pi}$ et $\frac{\delta_r}{\pi}$, calculés d'après l'équation (46) pour deux quartz tels que :

$$f_R^r = 981,000 \text{ kHz} \qquad \Delta f_r = 400 \text{ Hz}$$

$$f_o^e = 979,600 \text{ kHz} \qquad \Delta f_e = 1000 \text{ Hz}$$

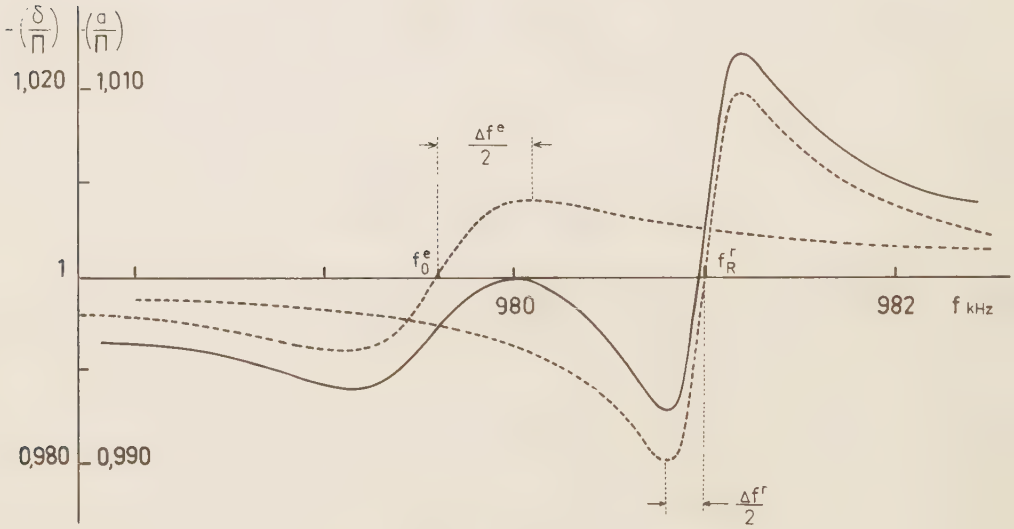

Figure 7

Les retards de phase à la réflexion, égaux à π à la résonance, présentent de part et d'autre une anomalie d'autant plus importante que la surtension est plus grande. Nous avons représenté, sur la même figure, le déphasage total $\frac{a}{\pi} = \frac{1}{2}\left(\frac{\delta_e + \delta_r}{\pi}\right)$ qui intervient quand les deux quartz considérés sont utilisés simultanément.

La figure 8 représente le facteur de réflexion, calculé d'après l'équation (45), pour chacun des deux quartz considérés ci-dessus.

On voit que r est minimal à la résonance, cette valeur étant d'autant plus faible que la surtension du quartz est plus grande. A titre indicatif nous avons représenté, sur la même figure, le paramètre 2χ, défini par la relation :

$$2\chi = \text{Ln}\left(\frac{1}{r}\right)$$

Ce paramètre est maximal à la résonance ; les formules (45) et (46) permettent de calculer ainsi le pouvoir réflecteur et le déphasage liés à chacun des quartz. On peut en déduire ensuite les valeurs de a et b.

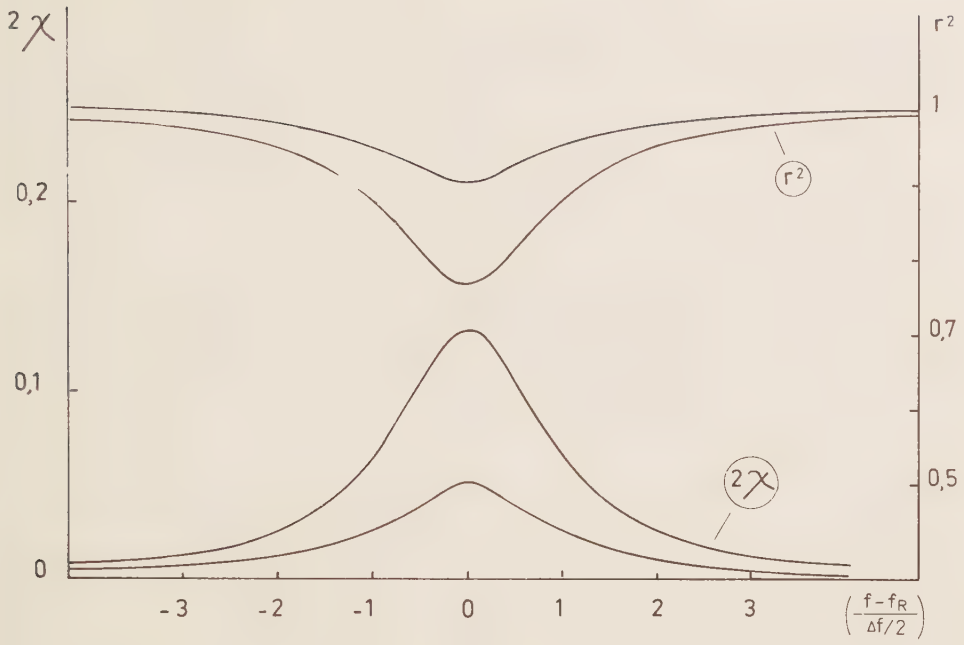

Figure 8

Les termes a et b contribuent à déterminer la position et l'amplitude des maximums de la fonction $\Lambda_{(L)}$. Mais celle-ci dépend également des constantes de propagation V et α des ondes acoustiques dans le gaz.

La figure (9) représente la fonction $\Lambda_{(L)}$ calculée d'après l'équation (42).

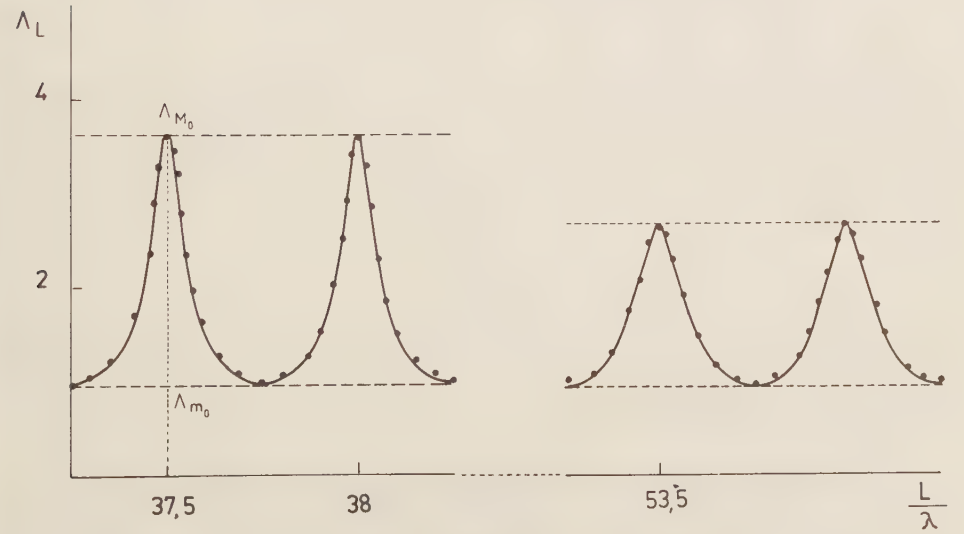

Figure 9

Les valeurs numériques utilisées pour les constantes α, λ et b sont celles qui ont été mesurées expérimentalement pour le propane. Sur la même figure, nous avons indiqué les points expérimentaux obtenus, en ramenant à la même échelle les ordonnées maximales. La concordance entre les valeurs théoriques et expérimentales est très satisfaisante.

Nous dirons que la "sensibilité" électrique de l'appareil est exprimée par le rapport $\frac{E_{r(max)}}{E_e}$, mesuré en plaçant le réflecteur au sommet d'une frange préalablement choisie. La "courbe de réponse" à la fréquence du récepteur est alors exprimée par la fonction $K(\omega)$, à un facteur constant près.

La figure (10) représente les courbes de résonance théoriques de deux quartz, déterminées par la méthode de la crevasse précédemment décrite, ainsi que la fonction $K(\omega)$ calculée par la relation (41). Sur la même figure sont placés les points expérimentaux obtenus en étudiant la courbe de réponse du quartz récepteur.

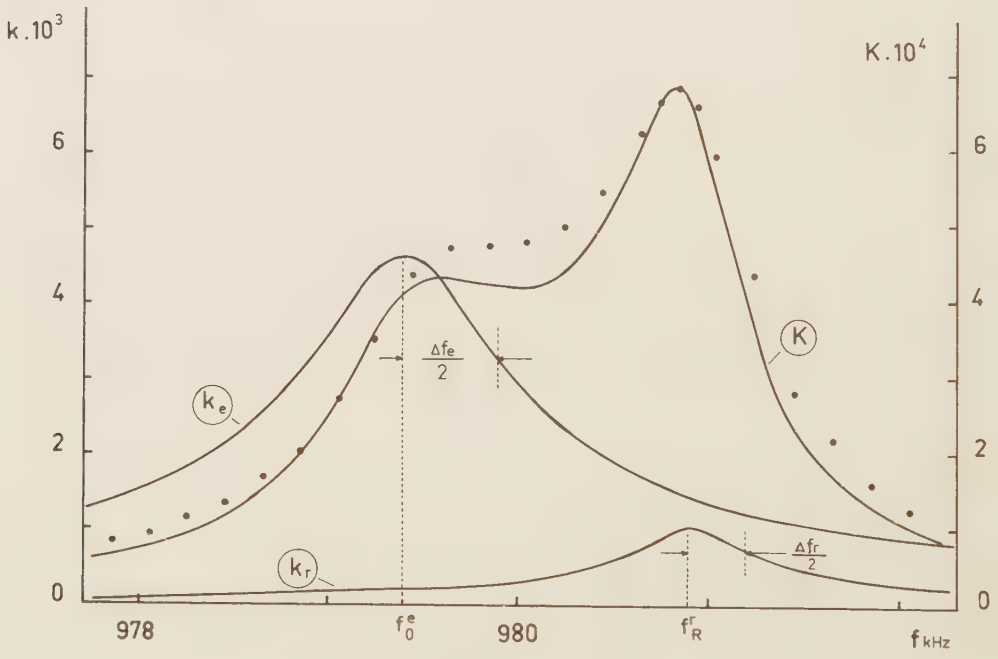

Figure 10

L'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques reste faible, même dans la zone de recouvrement des deux courbes de résonance. On peut donc considérer comme valables les lois théoriques que nous avons établies. Nous en déduirons la méthode expérimentale d'utilisation de l'interféromètre à quartz récepteur "pur".

2/ Méthode de mesure des constantes de propagation des ultrasons.

Cette méthode résulte de l'équation (42). Elle a été étudiée par Fry [4].

L'expérience nous donne la courbe de réponse de l'appareil, obtenue en

mesurant la tension $E_{r(L)}$ à la sortie du quartz récepteur en fonction de l'espacement L des deux quartz. Si la fréquence de vibration est maintenue constante, cette courbe de réponse est décrite par la fonction $\Lambda_{(L)}$, donnée par l'équation (42) et représentée par la figure 9.

On voit facilement que les extrêmums de cette fonction, définis par la relation :

$$\frac{\alpha}{2\pi} \sinh 2 \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) + \sin 2 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) = 0$$

ne sont pas rigoureusement équidistants : quand L augmente, les minimums se rapprochent alors que les maximums s'éloignent de plus en plus. Ils disparaissent si :

$$2 \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) > \arg \sinh \left(\frac{2\pi}{\alpha}\right)$$

La position de ces extrêmums ne peut donc être utilisée, en toute rigueur, pour une mesure valable de la longueur d'onde.

Mais on montre également que la courbe $\Lambda_{(L)}$ présente deux enveloppes, d'équations :

$$\Lambda_M = \frac{1}{\sinh \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)} \quad \text{et} \quad \Lambda_m = \frac{1}{\cosh \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)} \tag{47}$$

et que ses points de contact avec l'enveloppe maximale sont tels que :

$$L = \left(p - \frac{a}{\pi}\right) \frac{\lambda}{2} = k \frac{\lambda}{2} \tag{48}$$

Ces points sont équidistants si a est constant, c'est-à-dire si on travaille à fréquence fixe.

Pour mesurer la longueur d'onde des ultrasons qui se propagent dans l'interféromètre, il suffit donc de repérer avec précision les abscisses des points de contact de la courbe expérimentale $E_r = f(L)$ et de son enveloppe maximale, pour deux franges d'ordre k_o et $k_1 = k_o + \Delta k$. Soit ΔL la distance qui les sépare, on aura :

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{\Delta L}{\Delta k}$$

d'où $$V = \lambda . f$$

la fréquence f étant mesurée directement.

La précision de la mesure sera d'autant meilleure que le nombre d'interfranges considéré sera grand.

Pour déterminer le coefficient d'absorption par longueur d'onde α, les mêmes franges déjà repérées pourront être utilisées. Soient E_{Mo} et E_{M1}, les ordonnées des points de contact de ces franges avec leur enveloppe maximale. Soient E_{mo} et E_{m1} les ordonnées des points de même abscisse sur l'enveloppe minimale. On a :

$$\alpha = \frac{2}{\Delta k}\left[\text{arg th}\,\frac{E_{m_1}}{E_{M_1}} - \text{arg th}\,\frac{E_{m_o}}{E_{M_o}}\right]$$

Δk représente le nombre d'interfranges qui séparent les deux franges considérées.

Cette méthode rigoureuse peut, dans certains cas, être remplacée par une méthode approchée plus simple. Pour une même frange, on a en effet (éq. 47):

$$\frac{\Lambda_M + \Lambda_m}{2} = \frac{\exp\left[-\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]}{1 - \exp\left[-4\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]}$$

Si $\frac{\alpha L}{\lambda}$ est assez grand, le terme $\exp\left[-4\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]$ peut être négligé (il est inférieure à 0,01 si $\left(\frac{L}{\lambda}\right) > \left(\frac{1}{\alpha}\right)$). On a alors sensiblement, pour deux franges d'ordre k_o et $k_o + \Delta k$

$$\frac{E_{m_o} + E_{M_o}}{E_{m_1} + E_{M_1}} = \exp\left[\frac{\Delta k}{2}\alpha\right] \qquad (49)$$

Mais cette méthode est d'autant moins valable que le coefficient α est plus petit, car on ne peut augmenter L au delà d'une certaine limite (quelques centimètres). Il y aura intérêt cependant, à l'utiliser expérimentalement, à titre indicatif, pour déterminer l'ordre de grandeur de α. La méthode rigoureuse devra ensuite être appliquée, s'il y a lieu, pour améliorer la précision de la mesure. Nous reviendrons dans un prochain paragraphe sur la précision qu'on peut atteindre expérimentalement.

Il est intéressant de remarquer ici qu'après avoir mesuré λ et α, il est possible de déterminer les paramètres a et b qui expriment, l'un, le déphasage à la réflexion sur les quartz, l'autre le pouvoir réflecteur apparent de ces quartz.

La valeur de b se déduit immédiatement de celle de α d'après les équations (47). Nous avons trouvé pour les quartz utilisés b = 0,05. Cette valeur est en bon accord avec les valeurs prévues théoriquement (figure 8).

La méthode de mesure du paramètre a résulte de l'équation (48). Soit L_o l'espacement des quartz correspondant au sommet d'une frange donnée d'ordre k_o, observée pour une fréquence f_o. Si on fait varier la fréquence d'excitation des quartz au voisinage de f_o, il faut déplacer le réflecteur pour rétablir dans le gaz le même état stationnaire acoustique. Ce déplacement ΔL est lié à la variation de fréquence Δf par la relation :

$$\Delta L = -\Delta f \cdot \left(\frac{L_o}{f_o}\right)\left[1 + \frac{f_o}{k_o}\frac{\Delta a}{\pi \Delta f}\right] \qquad (50)$$

Si le domaine de fréquence exploré est choisi de telle façon que a soit sensiblement constant, on a :

$$\Delta L = -\Delta f \cdot \left(\frac{L_o}{f_o}\right)$$

La courbe représentant les déplacements ΔL du réflecteur en fonction de la variation de fréquence, repérée par rapport à une fréquence origine f_o est une droite de pente $\frac{L_o}{f_o}$. Il suffit donc de mesurer cette pente et d'en déduire L_o d'où l'ordre de la frange considérée(*).

$$k_o = \frac{2 L_o}{\lambda_o}$$

Si, au contraire, le domaine de fréquence choisi contient l'une des fréquences de résonance des quartz, le paramètre a varie avec f, de part et d'autre de cette fréquence de résonance, et la loi de variation de ΔL en fonction de Δf doit présenter une anomalie. C'est ce que nous avons pu observer expérimentalement en repérant le sommet d'une même frange en fonction de la fréquence.

La figure (11) représente la courbe obtenue. L'anomalie apparaît nettement et est comparable à celle que prévoit, pour a, la loi théorique représentée sur la figure 7 pour les mêmes quartz.

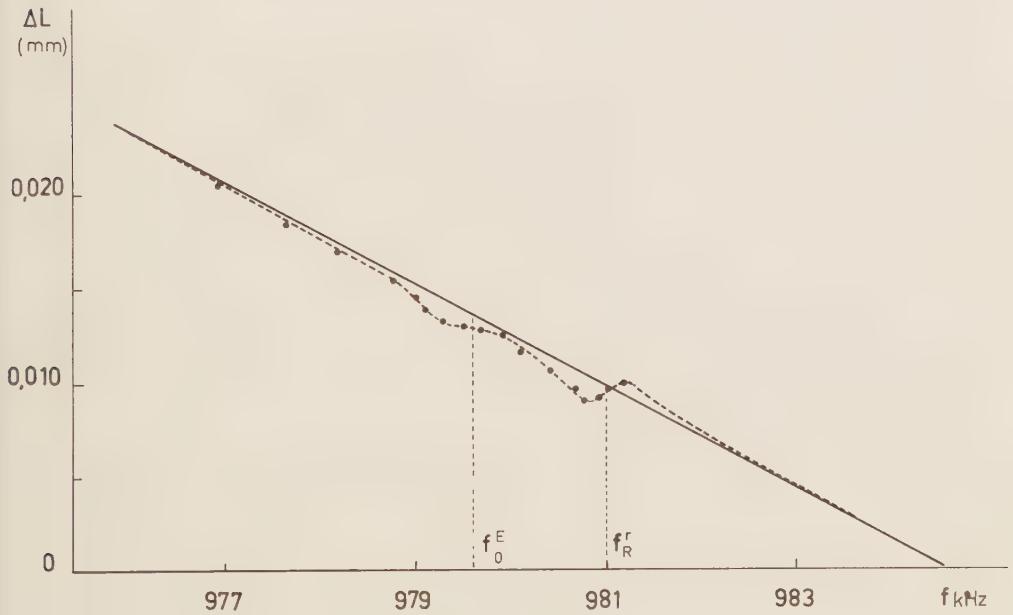

Figure 11

La pente moyenne de la droite donne l'espacement vrai :

$$L_o = f_o . \frac{\Delta L}{\Delta f}$$

L'amplitude maximale δ de l'anomalie, au voisinage des fréquences de

---

(*) Signalons que k_o peut également être déterminé en utilisant la méthode des excédents fractionnaires, bien connue en interférométrie optique.

résonance, permet de calculer la variation de a, ou tout au moins, l'ordre de grandeur de cette variation. On a en effet, d'après la relation (50) :

$$\frac{\delta}{\lambda_o/2} = -\Delta\left(\frac{a}{\pi}\right)$$

soit, dans les conditions de l'expérience :

$$-\Delta\left(\frac{a}{\pi}\right) \simeq 10.10^{-3}$$

On retrouve pour cette quantité l'ordre de grandeur prévu par la loi théorique, qui se trouve ainsi vérifiée. L'existence de cette anomalie ne peut cependant perturber les mesures de longueur d'onde, même si on travaille à l'une des fréquences de résonance des quartz. La fréquence de fonctionnement est suffisamment stable pour que le paramètre a puisse être considéré comme constant pendant la durée d'une expérience.

B - Interféromètre à quartz récepteur excité.

Nous avons signalé déjà que ce montage original pouvait faciliter l'étude de milieux gazeux à forte absorption. Nous allons voir que, sous certaines conditions, les méthodes de mesure de V et de α que nous venons d'exposer peuvent être adaptées sans difficulté à ce nouveau montage.

Le dispositif employé est identique à celui de l'interféromètre à récepteur "pur", mais on applique entre les électrodes du quartz récepteur, par induction, une tension E_i d'amplitude constante, de même fréquence que la tension d'excitation de l'émetteur et en phase avec celle-ci.

La tension E effectivement mesurable sur le quartz récepteur sera la résultante de cette tension E_i, indépendante du milieu gazeux contenu dans l'interféromètre, et de la tension E_r due à la pression acoustique qui s'exerce sur ce même récepteur. Mais il faudra tenir compte du fait, déjà signalé, qu'il existe entre ces deux tensions un déphasage dont le rôle sera essentiel. On a, en effet, d'après l'équation (39).

$$E_r = K(\omega).\Lambda_{(L)}.\ E_e.\ \exp\left[-j\ (\Phi_\omega + \Phi_L)\right]$$

Si on pose :

$$E_i = m\ E_e$$

on obtient, en ne considérant que le module de la tension résultante E :

$$\frac{E}{KE_e} = \left[\left(\frac{m}{K}\right)^2 + \Lambda^2_{(L)} - 2\left(\frac{m}{K}\right)\Lambda_{(L)} \cos\ (\Phi_\omega + \Phi_L)\right]^{1/2}$$

Soit $\frac{E}{KE_e} = f(L)$ la fonction qui définit la courbe de réponse du quartz récepteur quand on fait varier l'espacement des quartz. Elle dépend de deux paramètres $\left(\frac{m}{K}\right)$ et Φ_ω qui sont, l'un et l'autre, fonctions de la fréquence d'excitation.

Le rapport $\frac{m}{K}$ exprime ce que nous appelerons le taux d'excitation du récepteur. On peut le fixer à toute valeur jugée convenable, le choix de m étant arbitraire.

Le retard de phase Φ_ω, au contraire, est imposé, pour une fréquence donnée, par les courbes de résonance des deux quartz utilisés et est exprimé par l'équation (40). La figure 12 représente les retards de phase φ_e et φ_r introduits par deux quartz tels que :

Δf_e = 400 Hz f_o^e = 994 300 Hz
Δf_r = 1000 Hz f_R^r = 996 400 Hz

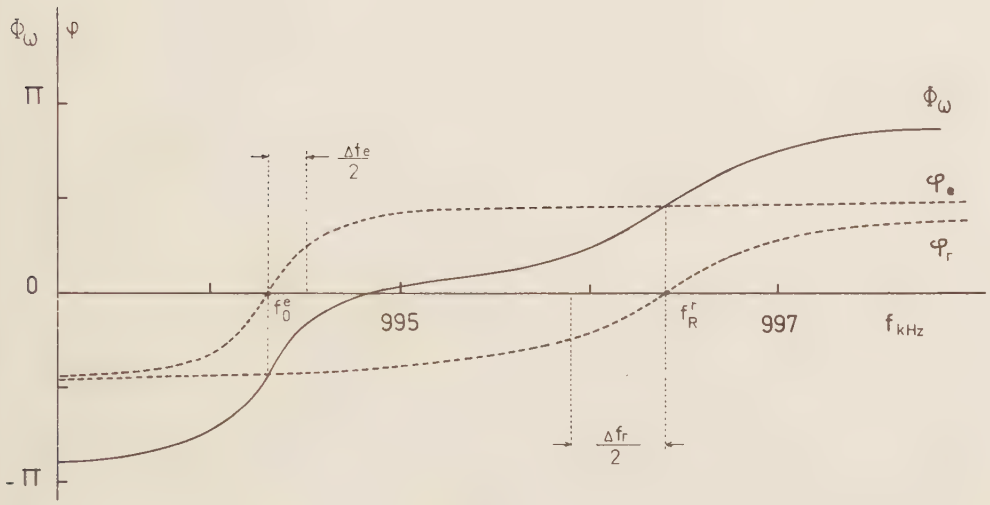

Figure 12

ainsi que le retard de phase total Φ_ω. On voit que celui-ci varie de $-\pi$ à $+\pi$, et prend les valeurs $\pm \frac{\pi}{2}$ pour des fréquences d'excitation très voisines des fréquences de résonance de chacun des deux quartz.

Si on fixe la valeur de ces deux paramètres Φ_ω et $\left(\frac{m}{K}\right)$, la courbe de réponse théorique $f_{(L)}$ est entièrement déterminée par les fonctions $\Lambda_{(L)}$ et Φ_L soit :

$$\Lambda_{(L)} = \frac{1}{\left[\cosh^2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) - \cos^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)\right]^{1/2}}$$

$$\Phi_L = -\operatorname{arctg}\left[\operatorname{th}\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\ \operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)\right]$$

Le retard de phase Φ_L de la pression acoustique sur le récepteur varie périodiquement en fonction de l'espacement L des quartz. On a :

$$\text{pour } L = k\frac{\lambda}{2} \qquad \Phi_L = \begin{cases} \frac{\pi}{2} \text{ si k est pair} \\ -\frac{\pi}{2} \text{ si k est impair} \end{cases}$$

$$\Lambda = \Lambda_M$$

$$\text{pour } L = (2k+1)\frac{\lambda}{4} \qquad \Phi_L = \begin{cases} \pi \text{ si k est pair} \\ 0 \text{ si k est impair} \end{cases}$$

$$\Lambda = \Lambda_m$$

Afin d'interpréter les courbes de réponse expérimentales de l'appareil, nous avons étudié la courbe de réponse théorique $f_{(L)}$ pour différentes valeurs des paramètres Φ_ω et $\left(\frac{m}{K}\right)$. Les valeurs numériques données à α, λ et b sont celles qui ont été déterminées expérimentalement pour le propane, et déjà utilisées pour l'étude de la fonction $\Lambda_{(L)}$.

La figure 13 représente deux des courbes obtenues en donnant à Φ_ω des valeurs différentes et à $\left(\frac{m}{K}\right)$ une valeur constante, du même ordre de grandeur que Λ_M, mais supérieure à cette limite. La courbe 1 correspond à $\Phi_\omega = -\frac{\pi}{2}$, la courbe 2 à $\Phi_\omega = 0$. Pour des valeurs de Φ_ω comprises entre $-\frac{\pi}{2}$ et 0, la fonction $f_{(L)}$ prend une forme intermédiaire entre les formes 1 et 2.

Sur la même figure sont représentées deux courbes obtenues expérimentalement, pour des valeurs parfaitement définies de la fréquence de fonctionnement. La forme 1 est obtenue si cette fréquence de fonctionnement f est égale à la plus basse des deux fréquences de résonance, la forme 2 si f prend une valeur intermédiaire entre ces deux fréquences. L'accord avec les lois théoriques paraît donc excellent, si on se réfère à la figure 12 qui exprime le retard de phase Φ_ω, calculé pour les deux quartz utilisés. Il faut noter, en outre, que si on choisit une fréquence de fonctionnement égale à la plus grande des deux fréquences de résonance, soit telle que $\Phi_\omega \simeq +\frac{\pi}{2}$, on retrouve une courbe de même forme que la courbe 1, mais inversée par rapport à celle-ci, conformément à l'équation théorique. Les maximums correspondent alors aux valeurs entières du rapport $\frac{L}{\lambda}$, les minimums aux valeurs demi-entières de ce rapport.

Nous avons étudié également la fonction $f_{(L)}$ pour différentes valeurs du paramètre $\left(\frac{m}{K}\right)$ en donnant à Φ_ω une valeur constante. La figure 14 représente les courbes obtenues pour $\Phi_\omega = -\frac{\pi}{2}$ et des taux d'excitation variables de $\frac{\Lambda_M}{20}$ à $2\Lambda_M$. On voit que la forme de la courbe de réponse dépend considérablement du rapport $\left(\frac{m}{K}\right)$. Si celui-ci est petit devant Λ_M, on n'observe qu'une déformation du système de franges acoustiques. Cette déformation se traduit par une alternance dans l'amplitude des maximums et un accroissement des minimums, pouvant s'accompagner d'un déplacement de ceux-ci (courbe b). Si $\left(\frac{m}{K}\right)$ augmente, on voit apparaître le double système de franges, d'inter-

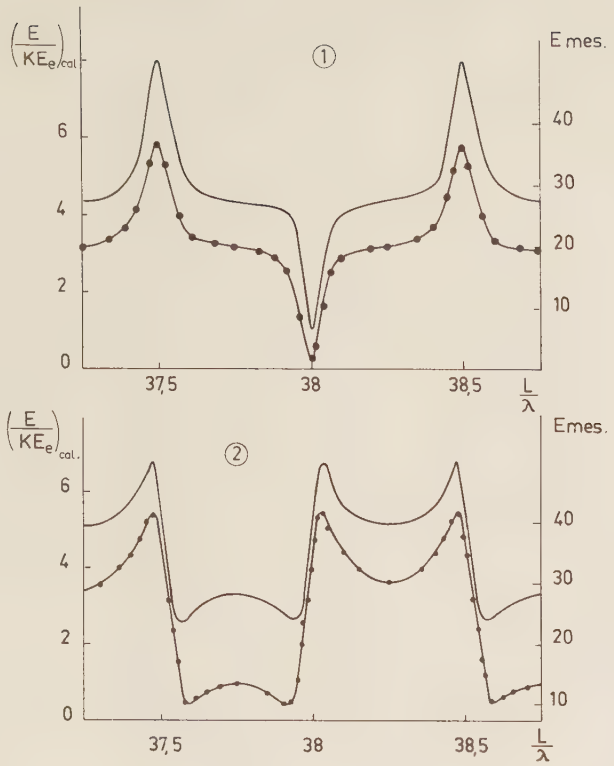

Figure 13

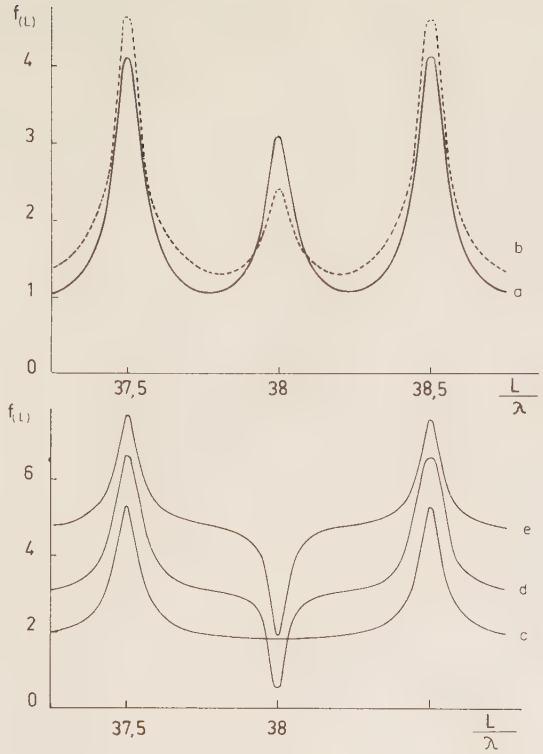

Figure 14

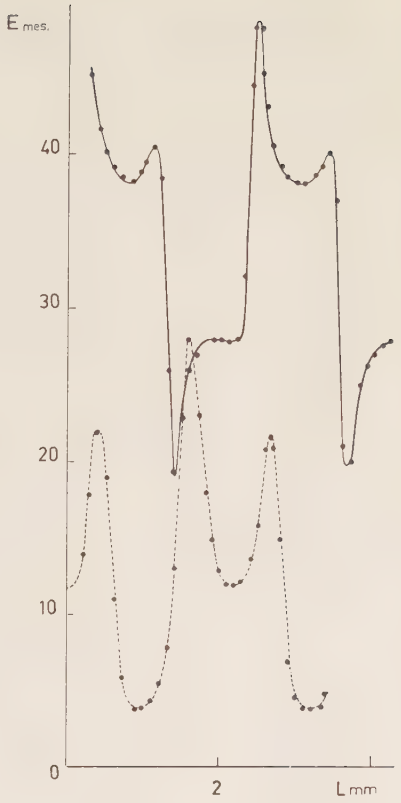

Figure 15

frange égal à λ. Mais ces "franges" ne sont symétriques par rapport à une valeur moyenne $\left(\frac{m}{K}\right)$ que si $\frac{m}{K} > \Lambda_M$.

Pour des valeurs de Φ_ω autres que $\pm \frac{\pi}{2}$, les formes des courbes obtenues sont plus complexes ; on observe simultanément une alternance d'amplitude des minimums et des maximums, si $\left(\frac{m}{K}\right)$ est petit devant Λ_M, et des formes intermédiaires entre les courbes 1 et 2 de la figure 13 si $\left(\frac{m}{K}\right)$ est sensiblement égal à Λ_M. Nous avons vérifié expérimentalement ces résultats théoriques et nous avons retrouvé toutes les formes de courbes décrites ci-dessus, en agissant séparément sur la fréquence de fonctionnement, dont dépend Φ_ω, et sur le taux d'excitation. La figure 15 représente deux de ces courbes, observées pour une fréquence telle que $\Phi_\omega \sim 45°$ avec deux valeurs différentes de $\left(\frac{m}{K}\right)$.

Il résulte de cette analyse que seul le cas correspondant à la figure 13, défini par les conditions

$$\Phi_\omega = \pm \frac{\pi}{2}$$

$$\left(\frac{m}{K}\right) > \Lambda_M$$

permet d'obtenir une courbe de réponse $f_{(L)}$ utilisable pour des mesures de constantes de propagation des ultrasons.

On peut montrer en effet que, dans ce cas, et dans ce cas seulement, les équations des enveloppes de la fonction $f_{(L)}$ sont directement utilisables expérimentalement.

Le calcul fait apparaître l'existence d'une première enveloppe $\varphi_{(L)}$, d'équation

$$\varphi_{(L)} = \left(\frac{m}{K}\right) \left[1 + \frac{2 \sinh^2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)}{1 - \left[1 - \left(\frac{m}{K}\right)^2 \sinh^2 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]^{1/2}}\right]$$

et d'une enveloppe double, d'équation :

$$\varphi'_{(L)} = \left|\frac{m}{K} \pm \Lambda_M\right| \quad \text{avec} \quad \Lambda_M = \frac{1}{\sinh\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)} \tag{51}$$

Les points de contact de la courbe $f_{(L)}$ et de l'enveloppe $\varphi_{(L)}$ sont définis par la relation

$$\cos\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) = \frac{1 - \left[1 - \left(\frac{m}{K}\right)^2 \sinh^2 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]^{1/2}}{2\left(\frac{m}{K}\right) \sinh\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)}$$

Ces points ne sont pas rigoureusement équidistants et ne peuvent donc être utilisés pour une mesure précise de la longueur d'onde. De plus, ils n'existent que si l'on satisfait à la condition

$$\frac{m}{K} \leqslant \frac{1}{\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)}$$

Pour cette valeur limite de $\left(\frac{m}{K}\right)$, la fonction $f_{(L)}$ se présente sous forme d'une succession de maximums équidistants, l'interfrange étant égal à λ. Les franges d'ordre k pair, si $\Phi_\omega = -\frac{\pi}{2}$ ou k impair si $\Phi_\omega = +\frac{\pi}{2}$, disparaissent totalement (figure 14 courbe c).

Si $\left(\frac{m}{K}\right)$ devient supérieur à cette valeur limite, on voit apparaître le double système de franges reproduit dans la figure 13. Les points de contact de la fonction $f_{(L)}$ et des deux enveloppes $\varphi'_{(L)}$ sont définis par les relations suivantes, pour $\Phi_\omega = +\frac{\pi}{2}$:

- pour l'enveloppe maximale :

$$\cos\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) = +1$$

soit $L = n\lambda$

- pour l'enveloppe minimale :

$$\cos\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) = -1$$

soit $L = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$

Si, de plus, on impose la condition :

$$\left(\frac{m}{K}\right) > \Lambda_M$$

les deux enveloppes $\varphi'_{(L)}$ sont symétriques par rapport à une droite parallèle à l'axe des L et d'ordonnée $\left(\frac{m}{K}\right)$.

Dans ces conditions, la méthode de mesure des constantes de propagation des ultrasons apparaît nettement. Elle est analogue à celle que nous avons décrite dans le cas de l'interféromètre à récepteur "pur".

Pour mesurer la longueur d'onde, il suffit d'enregistrer la courbe de réponse expérimentale de l'appareil en faisant varier l'espacement L, de façon à explorer plusieurs franges successives. On détermine les 2 enveloppes de la courbe obtenue, ainsi que la distance ΔL qui sépare les points de contact de l'une des enveloppes avec 2 franges, d'ordre n_o et $n_1 = n_o + \Delta n$. On a alors :

$$\lambda = \frac{\Delta L}{\Delta n}$$

Δn est le nombre d'interfranges qui séparent les deux franges choisies.

La méthode de mesure de α repose sur les équations des deux enveloppes de la courbe f_L. Soit f_M l'ordonnée du point de contact d'une frange donnée et de l'enveloppe maximale. Soit f_m l'ordonnée du point de même abscisse sur l'enveloppe minimale.

D'après les équations (51) on a :

$$f_M - f_m = \frac{2}{\sinh\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)} = 2\,\Lambda_M$$

Si donc on détermine sur la courbe de réponse expérimentale $E_{(L)}$, les ordonnées E_{M_o} et E_{M_1} des points de contact des franges d'ordre n_o et n_1 avec leur enveloppe maximale, ainsi que les ordonnées correspondantes E_{m_o} et E_{m_1} sur l'enveloppe minimale, on a la relation :

$$y = \frac{E_{M_o} - E_{m_o}}{E_{M_1} - E_{m_1}} = \frac{\sinh\,(n_1\alpha + b)}{\sinh\,(n_o\alpha + b)}$$

que l'on peut écrire sous la forme :

$$\exp\,[\alpha\Delta n] = y\,\frac{1 - \exp\,[-2\,(n_o\alpha + b)]}{1 - \exp\,[-2\,(n_1\alpha + b)]} \qquad (52)$$

On peut négliger, en première approximation, les termes en $\exp[-2(n\alpha + b)]$. On obtient ainsi une valeur approchée de α, d'autant plus valable que $n_o\alpha$ est plus grand, soit :

$$\alpha = \frac{1}{\Delta n}\,\mathrm{Ln}\,y$$

On peut améliorer la précision de la mesure, en reportant la valeur approchée ainsi déterminée dans l'équation (52), à condition d'avoir déterminé, au préalable, l'abscisse vraie L_o de la frange initiale et la valeur du paramètre b à la fréquence de fonctionnement choisie. Ceci peut être fait sans difficultés, en utilisant d'abord l'appareil avec une tension d'excitation du récepteur nulle et un gaz peu absorbant, et en appliquant la méthode exposée dans le paragraphe précédent.

L'équation (52) permet alors de déterminer α par approximations successives, avec une bonne précision, de beaucoup supérieure à celle que l'on obtiendrait, dans le cas d'un gaz très absorbant, avec le dispositif à récepteur pur.

A titre d'exemple, nous avons représenté, sur la figure 16, les courbes de réponse théoriques des deux montages, calculées dans le cas où l'appareil renferme du gaz carbonique contenant des traces d'eau. Le coefficient d'absorption est, dans ces conditions, beaucoup plus grand que celui de gaz comme l'azote ou le propane. La courbe de réponse de l'appareil à récepteur pur (courbe a) montre que les mesures de vitesse et d'absorption sont pratiquement impossibles dès que $n = 38$ soit $L \simeq 10$ mm. Dans les mêmes

conditions, elles sont au contraire très faciles si on utilise l'appareil en excitant le quartz récepteur. Cette dernière méthode, nouvelle à notre connaissance, semble donc présenter un intérêt pour l'étude des milieux très absorbants ou des gaz sous pression réduite. Elle doit être retenue, en particulier, pour l'étude des mélanges gazeux dont la zone d'absorption anomale et de dispersion de la vitesse de propagation se situe dans le domaine de fréquences accessibles à l'appareil.

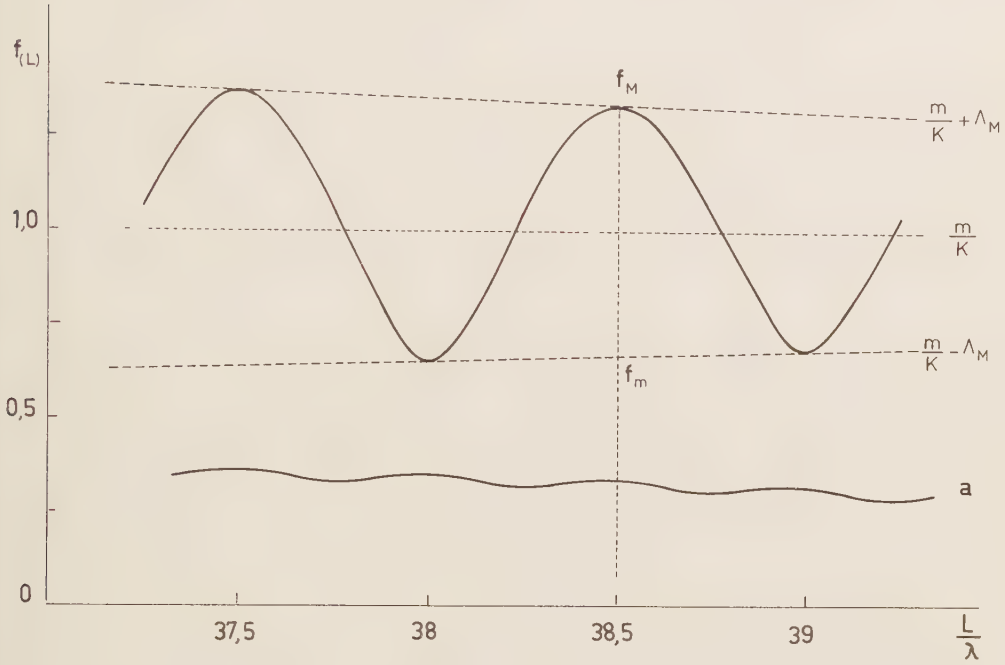

Figure 16

CONCLUSION

Dans cette première partie de notre travail, nous avons d'abord décrit l'interféromètre ultrasonique à deux quartz que nous avons réalisé.

Nous avons établi les lois théoriques qui déterminent le fonctionnement de l'appareil et nous avons montré que les courbes de réponse obtenues expérimentalement vérifient ces lois théoriques.

Nous avons montré également que le même appareil pouvait être utilisé de deux façons différentes, selon que le quartz récepteur fonctionnait en simple détecteur d'amplitude de la pression acoustique qu'il subit, ou en détecteur d'amplitude et de phase de cette même pression acoustique. Nous avons exposé, dans ces deux cas, la méthode de mesure des constantes de propagation des ultrasons dans les gaz, et montré que le second procédé était nettement supérieur au premier pour l'étude des gaz à très forte absorption.

En conclusion, nous donnerons d'abord quelques résultats expérimentaux obtenus, concernant la mesure des constantes de propagation des ultrasons dans les gaz.

Le but de notre étude n'étant pas la détermination systématique des constantes de propagation des ultrasons dans les gaz, nous nous sommes limité à mesurer ces grandeurs pour quelques gaz déjà étudiés par d'autres auteurs, à seule fin de déterminer la précision de l'appareil.

Nous avons d'abord étudié l'azote, sous des pressions variant de 1 atmosphère à $\frac{1}{10}$ atm., en utilisant l'appareil en interféromètre à récepteur "pur". Dans chaque cas, nous avons mesuré la vitesse V et le coefficient d'absorption par longueur d'onde α. Nous avons comparé nos résultats à ceux obtenus par Zmuda [12], en calculant, pour chaque pression, la vitesse V_o à 0°C et le rapport $\frac{\alpha_{exp}}{\alpha_{th}}$ en utilisant pour α_{th} la formule de Jeans [13]. On obtient, pour p = 1 atmosphère :

$$V_o = 336,55 \pm 0,05 \text{ m/sec}$$

$$\alpha_{exp} = 0,0070 \pm 0,0005$$

$$\frac{\alpha_{exp}}{\alpha_{th}} = 1,50 \pm 0,03$$

Or Zmuda donne les valeurs suivantes :

$$V_o = 336,96 \text{ m/sec}$$

et $$\frac{\alpha_{exp}}{\alpha_{th}} = 1.47$$

La précision de nos mesures semble tout à fait satisfaisante, si l'on tient compte du fait que l'appareil n'est pas calorifugé, et nos résultats sont sensiblement en accord avec ceux de Zmuda.

Nous avons étudié également le CO_2, en utilisant le dispositif à récepteur excité. Ce gaz pose un problème particulier, car de nombreux auteurs ont montré que la zone de dispersion de la vitesse des ultrasons dépendait fortement de la teneur en eau du gaz étudié.

Nous avons fait deux séries de mesures, en utilisant, dans les deux cas, du CO_2 commercial, non desséché d'abord, puis desséché sur activalum.

Nous avons trouvé dans le premier cas, pour p = 1 atm. :

$$V_{20°} = 277,5 \pm 0,1 \text{ m/sec}$$

$$\alpha = 0,044 \pm 0,001$$

Dans le second cas, nous avons obtenu :

$$V_{20°} = 278,87 \text{ m/sec} \pm 0,05$$

$$\alpha = 0,028 \pm 0,001$$

Ces dernières valeurs sont en bon accord avec celles données par différents auteurs (14, 15, 16) qui ont travaillé dans le même domaine de fréquence et dont les résultats sont :

$$V_{20°} = 278,8 \text{ m/sec}$$

$$0,025 < \alpha < 0,030$$

Signalons que les formules théoriques correspondant au cas des gaz parfaits donnent les valeurs :

$$V_{20°} = 278,5 \text{ m/sec}$$

$$\alpha = 0,0034$$

La valeur trouvée expérimentalement pour la vitesse est donc en assez bon accord avec la valeur théorique, celle trouvée pour α est beaucoup plus grande que la valeur théorique. La formule qui définit l'absorption "classique" est insuffisante pour rendre compte du coefficient d'absorption du CO_2.

L'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales est encore plus grand si on considère les résultats que nous avons obtenus avec du CO_2 non desséché. Ces écarts peuvent s'expliquer si on se réfère aux résultats de Pielemeier [14]. Celui-ci a montré que la zone de dispersion de la vitesse, dans le CO_2, se déplace vers les grandes fréquences quand la teneur en eau du CO_2 augmente, et que la fréquence d'absorption maximale varie de 20 kHz à 1000 kHz quand la teneur en eau passe de 0,2 à 1,2 %.

Nous avons enfin étudié le propane, sous des pressions variant encore

de 1 atm. à $\frac{1}{10}$ atm. et nous avons calculé la vitesse rapportée à 0°C, V_o, pour chaque pression, ainsi que le rapport $\frac{\alpha_{exp}}{\alpha_{th}}$. Nos résultats sont représentés sur la figure 17. Nous avons adopté le mode de représentation classique dans toutes les études de dispersion, en portant, en ordonnées, le carré de la vitesse, et en abscisse, le logarithme du rapport $\frac{f}{p}$.

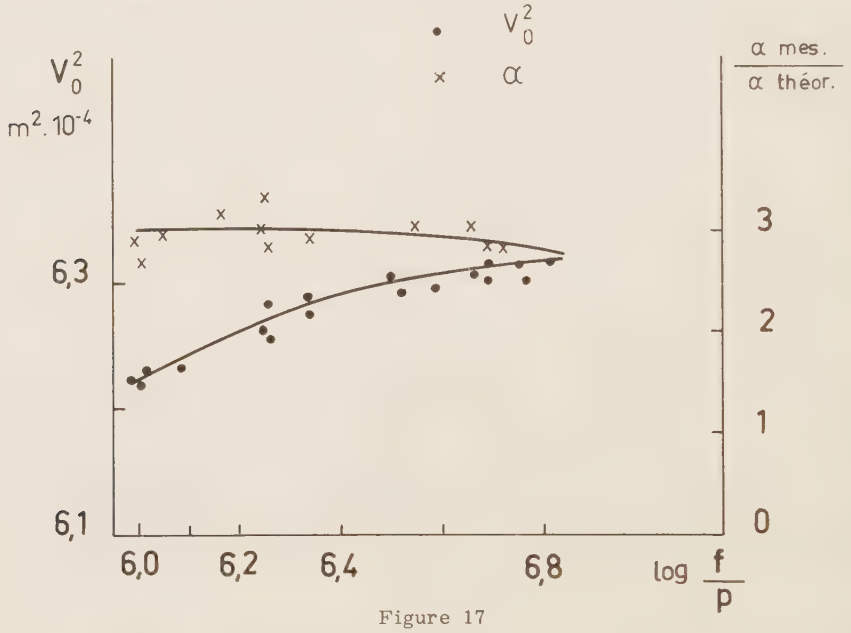

Figure 17

Ces résultats semblent faire apparaître une variation de la vitesse en fonction de la pression. De plus, le rapport $\frac{\alpha_{exp}}{\alpha_{th}}$ est nettement supérieur à l'unité, ce qui pourrait être du à l'existence d'une absorption anomale non négligeable.

Cependant, nous n'avons pas tenu compte, dans nos calculs, du fait que le propane n'est pas un gaz parfait. De plus, la température du gaz dans l'interféromètre n'est pas aisément mesurable et des erreurs, difficiles à estimer, peuvent s'introduire dans ce domaine. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature, de résultats qui puissent confirmer ou infirmer les nôtres. Seuls Lambert et Salter [17] signalent un début de dispersion dans le même domaine de fréquence que nous, mais ne donnent aucunes valeurs numériques pour V et α.

De toute façon, notre but n'étant pas l'étude d'une courbe de dispersion, nous ne donnons ces résultats qu'à titre purement indicatif. Nous retiendrons seulement le fait que notre appareil semble pouvoir être utilisé pour des mesures de vitesse et d'absorption dans des conditions acceptables.

En ce qui nous concerne, nous utiliserons l'appareil pour un tout autre problème qui est l'étude de la transformation d'une énergie de vibration, fournie au gaz contenu dans l'interféromètre sous forme de rayonnement infrarouge absorbé par ce gaz, en énergie cinétique de translation.

Nous rappellerons donc ici, pour terminer cette première partie, les équations théoriques qui nous seront indispensables dans la suite de ce travail.

On désignera par E_e, P_r et E_r les amplitudes maximales, respectivement, de la tension de fréquence f appliquée à l'émetteur, de la pression acoustique qui s'exerce sur le récepteur et de la tension qui en résulte entre les électrodes de ce récepteur. On a alors les relations :

$$\bar{E}_e = E_e . \exp(j\omega t)$$

$$\bar{P}_r = P_r . \exp[j(\omega t - \Phi_p)] \tag{53}$$

$$\bar{E}_r = E_r . \exp[j(\omega t - \Phi_p - \Phi_{r(\omega)})] \tag{54}$$

$$E_r = k_r(\omega) . P_r$$

$$k_r(\omega) = \frac{k_{r\,(max)}}{\left[1 + \left(\frac{f - f_R^r}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}} \tag{55}$$

$$\Phi_r(\omega) = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg}\left[\frac{f - f_R^r}{\Delta f_r/2}\right] \tag{56}$$

$$P_r = (\rho V)\, k_e(\omega)\, \Lambda_{(L)}\, E_e \tag{57}$$

$$\Lambda_L = \frac{1}{\left[\cosh^2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) - \cos^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)\right]^{1/2}}$$

$$k_e(\omega) = \frac{k_{e\,(max)}}{\left[1 + \left(\frac{f - f_o^e}{\Delta f_e/2}\right)^2\right]^{1/2}} \tag{58}$$

$$\Phi_p = \operatorname{arctg}\left(\frac{f - f_o^e}{\Delta f_e/2}\right) - \frac{\pi}{2} + \Phi_L \tag{59}$$

$$\Phi_L = -\operatorname{arctg}\left[\operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) \operatorname{th}\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]$$

f_R^r, Δf_r, f_o^e, Δf_e sont respectivement les fréquences de résonance et les largeurs de la bande passante des quartz récepteur et émetteur, mesurées pour chacun des quartz vibrant dans le vide.

DEUXIÈME PARTIE

ACTION D'UN RAYONNEMENT INFRAROUGE SUR UN SYSTÈME ULTRASONIQUE STATIONNAIRE

INTRODUCTION

Il résulte de l'étude générale de l'interféromètre à deux quartz qu'il est possible d'établir dans l'appareil un système d'ondes stationnaires ultrasoniques stable. Si, en effet, on fixe la fréquence de fonctionnement f et l'espacement L des quartz, ainsi que la composition et les conditions de température et de pression du gaz contenu dans l'interféromètre, la tension existant entre les électrodes du quartz récepteur est une tension périodique de fréquence f et d'amplitude maximale E_r constante.

Ce régime permanent étant établi, toute variation des paramètres qui le définissent et, en particulier, des constantes de propagation des ultrasons dans le gaz, doit être accompagnée d'une variation de E_r. L'étude de cette variation peut permettre l'analyse du phénomène qui en est la cause.

Nous nous sommes proposé d'étudier, par cette méthode, l'action d'un rayonnement infrarouge absorbé par le gaz contenu dans l'interféromètre.

Nous décrirons d'abord, qualitativement, les phénomènes observés. Nous tenterons ensuite d'en déterminer la nature, et d'en donner une interprétation théorique.

Nous exposerons, enfin, les résultats expérimentaux obtenus, en vérification de nos hypothèses.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS

Après avoir déterminé les constantes de propagation des ultrasons dans le gaz choisi et étudié le système d'ondes stationnaires qui s'établit dans l'interféromètre, on fixe la position du quartz récepteur et on soumet le gaz contenu dans l'appareil à un rayonnement infrarouge.

L'intensité de ce rayonnement est modulée mécaniquement à une fréquence N, variable de 0 à 2000 Hz, donc faible devant la fréquence de vibration des quartz. On étudie alors, en fonction du temps, l'amplitude maximale E_r de la tension périodique de fréquence f (dite tension HF), existant entre les électrodes du quartz récepteur.

Nous reviendrons dans un paragraphe ultérieur sur la description détaillée de la chaîne électronique, placée à la sortie de l'interféromètre. Nous nous limiterons à signaler ici que notre montage nous permet de détecter, soit des variations lentes de E_r, au moyen d'un appareil de mesure qui donne la valeur moyenne de la tension HF, soit des variations périodiques au cours du temps, au moyen d'un oscillographe cathodique.

A partir de l'instant où l'on soumet le gaz contenu dans l'appareil au rayonnement infrarouge, on observe d'abord une variation lente de la tension HF moyenne sur le récepteur, puis celle-ci se stabilise et l'on n'observe plus qu'une variation périodique de fréquence N de part et d'autre de cette valeur moyenne.

Si on déplace alors le quartz récepteur de façon à explorer une frange, le gaz étant toujours soumis au rayonnement, on constate, d'une part, que le sommet de la frange considérée ne correspond plus à la même position du récepteur que dans les mesures préalables, d'autre part que la forme et l'amplitude du "signal" périodique, observé sur l'écran de l'oscillographe cathodique, varient avec la position du récepteur.

De nombreuses expériences et une étude systématique ont montré que ce "signal" périodique dépend de 3 paramètres :

- de la position du récepteur par rapport au sommet de la frange choisie,

- de la fréquence de vibration des quartz (dite "fréquence HF") choisie,

- de la fréquence de modulation du rayonnement infrarouge (dite "fréquence BF").

Trois types de signaux ont été mis en évidence :

1/ Si on choisit la position du récepteur de façon à le placer au sommet d'une frange, repérée dans le gaz soumis au rayonnement, on observe un signal dit "carré" dont la forme reproduit la loi de variation, en fonction du temps, de l'intensité lumineuse incidente. Celle-ci nous est donnée par une cellule photorésistante qui reçoit le rayonnement, après qu'il ait traversé l'interféromètre. La figure 18 représente les deux courbes observées sur l'écran de l'oscillographe.

Si alors on augmente la fréquence de modulation du rayonnement, on constate que l'amplitude de ce signal dit "carré" reste sensiblement constante (figure 19 a).

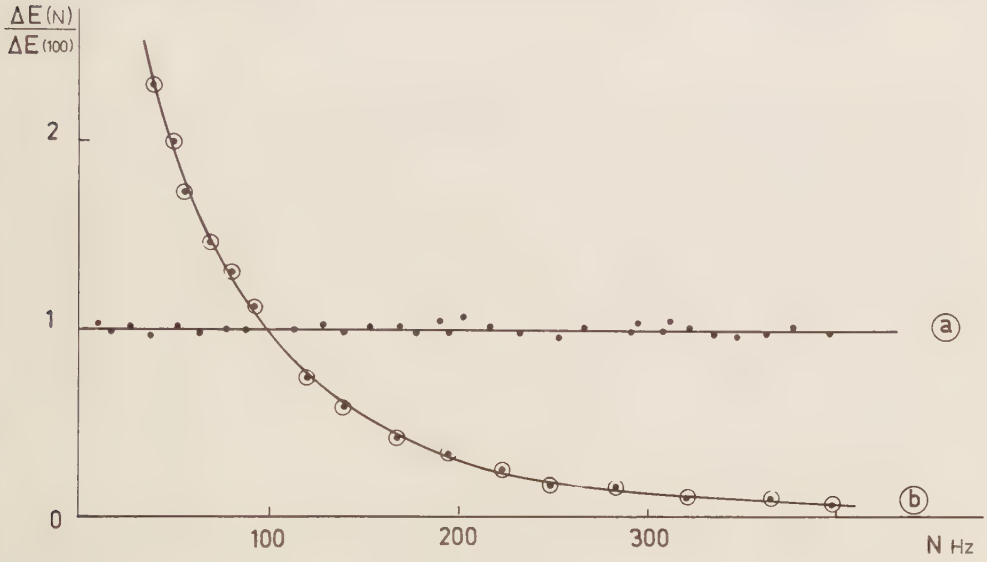

Figure 19

Ces deux caractéristiques semblent indiquer que ce signal carré est lié à un phénomène instantané, qui dépend du temps selon la même loi que le flux lumineux reçu par le gaz. La tension HF sur le quartz récepteur prend une nouvelle valeur, constante, pendant chaque demi période d'éclairement.

Si enfin on fait varier la fréquence de vibration des quartz, à fréquence de modulation constante, en ramenant toujours le récepteur au sommet de la même frange, on constate que l'amplitude du signal carré observé varie. Elle est nulle si la fréquence HF est égale à la fréquence de résonance f_R^r du quartz récepteur et maximale pour deux fréquences HF situées de part et d'autre de cette fréquence de résonance. Elle s'annule à nouveau si la fréquence f est très différente de f_R^r.

Afin de déterminer le signe de la variation de tension ΔE sur le quartz, correspondant au signal carré observé, nous avons comparé ce signal à celui donné par la cellule qui reçoit le rayonnement. Nous avons montré ainsi que ΔE est positif pendant les demi-périodes d'éclairement du gaz, si la fréquence de vibration des quartz est plus petite que la fréquence de résonance du récepteur, négative dans le cas contraire.

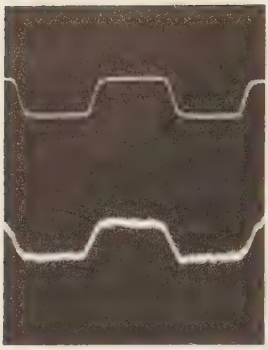

Figure 18

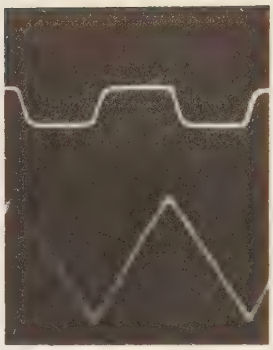

Figure 20

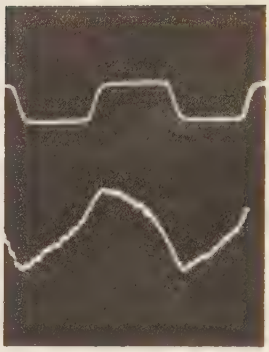

Figure 21

2/ Si on choisit comme fréquence HF la fréquence de résonance du récepteur, et si on déplace celui-ci de façon à explorer une frange, on observe, non plus un signal carré, mais un signal de forme triangulaire (figure 20). L'amplitude de ce signal est maximale aux points d'inflexion et nulle aux extrémums de la frange considérée. Par comparaison avec le signal de référence fourni par la cellule, on montre que ce signal triangulaire résulte, pendant les demi-périodes d'éclairement, d'une diminution de tension entre les électrodes du quartz, si celui-ci est placé sur la pente positive de la frange choisie, d'une augmentation dans le cas contraire.

Si on fixe ce récepteur, de façon à le placer à l'un des points d'inflexion de la frange choisie, et si on augmente la fréquence de modulation N du rayonnement, l'amplitude du signal observé décroît, sensiblement selon une loi en $\frac{1}{N}$ sur laquelle nous reviendrons (figure 19 b).

3/ Si on adopte, comme fréquence de vibration des quartz, l'une de celles pour lesquelles le signal dit "carré" est maximal, et si on explore une frange, on observe au voisinage du sommet de celle-ci un signal déformé (figure 21). Par comparaison encore avec le signal de référence donné par la cellule, on montre que ce signal déformé résulte de la superposition du signal carré et du signal triangulaire déjà observés. Ces deux types de signaux existent donc simultanément, le signal triangulaire étant très prédominant aux points d'inflexion des franges.

En résumé, quand le gaz contenu dans l'interféromètre est soumis à un rayonnement infrarouge, modulé à une fréquence N, il en résulte deux effets simultanés qui répondent aux critères suivants :

a) quelle que soit la fréquence HF de fonctionnement, si le quartz récepteur est placé sur les pentes des franges acoustiques, la tension HF entre ses électrodes varie, en fonction du temps, selon une loi triangulaire. Cette variation de tension, d'amplitude maximale ΔE_m, est positive pendant les demi-périodes d'éclairement, si l'espacement L des quartz est tel que :

$$k \frac{\lambda}{2} < L < (2k + 1) \frac{\lambda}{4}$$

Elle est négative dans le cas contraire. Cette amplitude maximale décroît quand la fréquence de modulation du rayonnement augmente.

b) quelle que soit la position du récepteur par rapport au système de franges acoustiques, la tension HF entre ses électrodes varie, en fonction du temps, selon une loi rectangulaire. Ceci signifie que cette tension HF prend une nouvelle valeur constante, pendant toute la durée des demi-périodes d'éclairement.

La variation ΔE de tension, sous l'influence du rayonnement, est positive si la fréquence de fonctionnement est inférieure à la fréquence de résonance du récepteur, négative dans le cas contraire. Cet accroissement est maximal si le récepteur est placé au sommet d'une frange. Son amplitude ne dépend pas de la fréquence de modulation du rayonnement.

Ces deux effets sont l'un et l'autre proportionnels à l'intensité du rayonnement incident. Ils disparaissent si on élimine de ce rayonnement incident les domaines de longueurs d'onde correspondant aux bandes d'absorption du gaz contenu dans l'appareil.

Sur la base de cette analyse qualitative des phénomènes observés, nous allons tenter d'en donner une interprétation théorique, que nous vérifierons, quantitativement, à postériori.

CHAPITRE II

INTERPRÉTATION MACROSCOPIQUE DES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS

L'énergie absorbée sous forme de rayonnement par le gaz excite des modes de vibration des molécules de ce gaz. Par suite des chocs moléculaires, l'énergie vibrationnelle acquise se transforme en énergie cinétique de translation des molécules. Il en résulte un accroissement de l'énergie cinétique moyenne dans le gaz, donc une élévation de la température de ce gaz.

Nous admettrons, dans une première étape, que les échanges d'énergie entre les divers degrés de liberté des molécules sont instantanés, et que le gaz, soumis au rayonnement, est constamment en équilibre thermique de Boltzman, à la température θ.

Nous allons établir les relations qui existent, dans cette hypothèse, entre l'énergie lumineuse absorbée, l'élévation de température qui en résulte et l'influence sur les conditions de fonctionnement du quartz récepteur, de ces variations de température.

I - LOIS DE VARIATION DE LA TEMPERATURE

On considère le volume de gaz compris entre les deux quartz, que sépare une distance L et on admettra que la température ϑ est uniforme, à chaque instant, dans tout ce volume.

Soient I_o l'intensité du rayonnement incident, I_a l'intensité du rayonnement absorbé par le gaz, dW l'énergie absorbée pendant l'intervalle de temps dt. Soient de même, $d\theta = \frac{\partial \theta}{\partial t} dt$ la variation de température du gaz soumis au rayonnement, pendant le même intervalle de temps dt, (mc) la capacité calorifique du volume gazeux considéré, et h le coefficient de passage de la chaleur au niveau des parois qui délimitent ce volume. Ce coefficient tient compte de tous les échanges thermiques possibles : conductibilité, rayonnement, convexion, entre le volume de gaz considéré et la masse de l'appareil, supposée à une température constante θ_o. Nous ne l'expliciterons pas.

L'équation qui définit la température en fonction du temps est :

$$dW_a = mc \, . \, d\vartheta + h \, (\theta - \theta_o)$$

Nous considérerons successivement les cas où le flux incident est constant, puis variable en fonction du temps.

A - Etude en flux constant.

Dans ce cas on a :

$$dW_a = I_a \cdot dt$$

I_a étant une constante, égale à l'énergie absorbée par unité de temps.

On pose :

$$\frac{h}{mc} = \frac{1}{T_m}$$

d'où l'équation qui définit la température θ à chaque instant

$$\theta = \theta_o + T_m \left(\frac{I_a}{mc}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] \qquad (60)$$

La température tend vers une valeur limite θ_e avec une constante de temps T_m. Nous dirons que T_m est la constante de temps macroscopique du système considéré. On a :

$$\Delta\theta_e = \theta_e - \theta_o = T_m \left(\frac{I_a}{mc}\right)$$

La pente à l'origine de la courbe $\theta = f(t)$ est donnée par la relation :

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_{t=o} = \frac{I_a}{mc} .$$

d'où la variation de la température instantanée pour $t \simeq 0$

$$\theta = \theta_o + \frac{I_a}{mc} \cdot t$$

C'est l'équation qui définirait la loi de variation de la température du gaz, dans le cas où il n'y aurait aucun échange thermique entre le volume gazeux considéré et le milieu extérieur. La température d'équilibre sera d'autant plus proche de la température initiale que la constante de temps est plus petite, c'est-à-dire que les pertes sont plus grandes.

B - Etude en flux modulé de forme rectangulaire

On considère ici une loi de variation du flux incident telle que :

$$I(t) = I_o \qquad \text{si} \qquad \frac{k}{N} < t < \left(k + \frac{1}{2}\right)\frac{1}{N}$$

$$I(t) = 0 \qquad \text{si} \qquad \frac{k + 1/2}{N} < t < \left(\frac{k+1}{N}\right)$$

Cette loi peut être représentée par un développement en série de Fourier, de la forme :

$$I(t) = \frac{I_o}{2}\left[1 + \sum_{p=o}^{\infty} a_p \sin\left[(2p+1)\omega t\right]\right]$$

où :

$$a_p = \frac{4}{\pi}\left(\frac{1}{2\,p+1}\right)$$

L'énergie absorbée varie selon la même loi ; d'où l'équation qui définit la température :

$$\frac{d\theta}{dt} + \frac{\theta - \theta_o}{T_m} = \frac{I_a}{2mc}\left[1 + \sum_{p=o}^{\infty} a_p \sin\left[(2\,p+1)\,\omega t\right]\right]$$

La solution en est, compte tenu des conditions initiales :

$$\theta = \theta_o + \Delta\theta_e\left[1 - A\exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] + \Delta\theta_m\, f(t) \qquad (61)$$

où

$$\Delta\theta_e = T_m\left(\frac{I_a}{2mc}\right)$$

$$A = -\sum_{p=o}^{\infty}\frac{4}{\pi}\,\frac{\omega T_m}{1 + (2\,p+1)^2\,(\omega T_m)^2} + 1$$

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N}\left(\frac{I_a}{2mc}\right)$$

$$f(t) = \sum_{p=o}^{\infty} -\frac{2}{\pi}\,\frac{a_p}{2\,p+1}\cdot\frac{\cos\left[(2\,p+1)\,\omega t + \varphi_p\right]}{\sqrt{1 + \dfrac{1}{(2\,p+1)^2\,(\omega T_m)^2}}}$$

$$\varphi_p = \operatorname{arctg}\left[\frac{1}{(2\,p+1)\,\omega T_m}\right]$$

Examinons les cas limites.

a) Si $\frac{t}{T_m} \gg 1$, c'est-à-dire si l'équilibre macroscopique est établi, il vient :

$$\theta = \theta_e + \Delta\theta_m\, f(t) \qquad (62)$$

où

$$\theta_e = \theta_o + \Delta\theta_e$$

La température varie selon une loi périodique de part et d'autre d'une valeur moyenne θ_e.

b) Si $\omega T_m \gg 1$, c'est-à-dire si la période de modulation est beaucoup plus petite que la constante de temps macroscopique, il vient :

$$\varphi_p \simeq 0$$

$$f(t) \simeq \sum_{p=o}^{\infty} - \frac{8}{\pi^2} \frac{1}{(2\,p+1)^2} \cos\left[(2\,p+1)\,\omega t\right]$$

Cette fonction f(t) n'est autre que le développement en série de Fourier d'une fonction triangle d'amplitude unité et définie par les équations :

$$f(t) = -1 + 4N\,(t - t_o) \qquad \text{si} \qquad t_o = \frac{k}{N} < t < t_o + \frac{1}{2N} \tag{63}$$

$$f(t) = 1 - 4N\left[t - \left(t_o + \frac{1}{2N}\right)\right] \qquad \text{si} \qquad t_o + \frac{1}{2N} < t < t_o + \frac{1}{N}$$

La figure 22 représente les lois de variation, au cours du temps, de l'intensité absorbée et de la température instantanée dans le gaz.

Cette température instantanée θ varie selon une loi triangulaire de fréquence N, de part et d'autre de la valeur moyenne θ_e, l'amplitude maximale de cette variation étant :

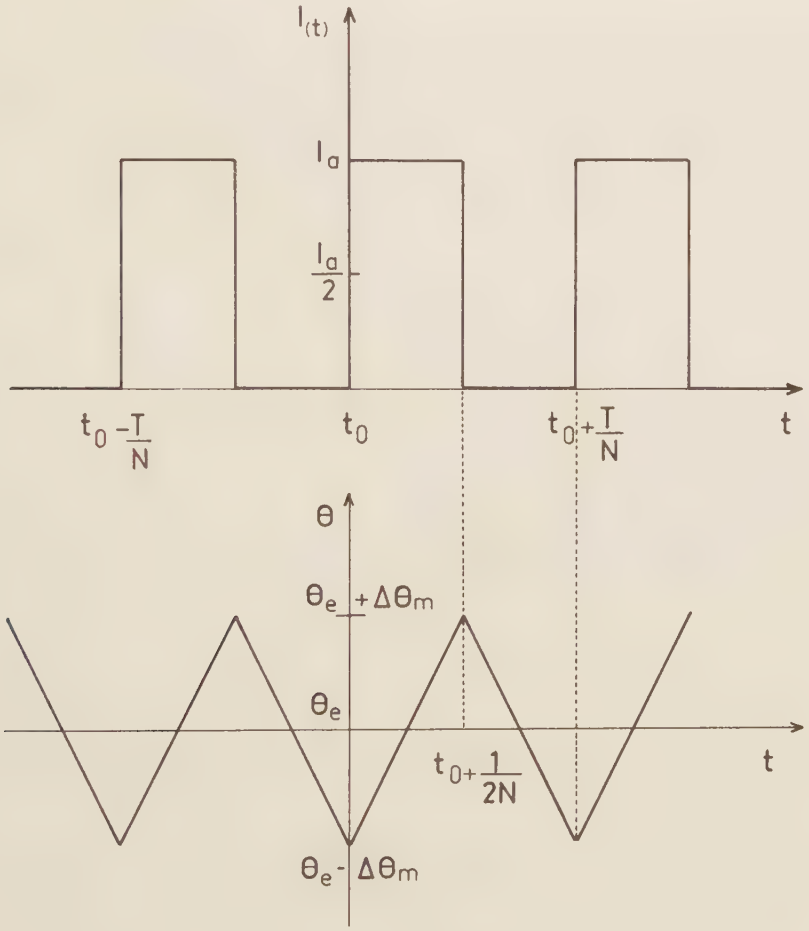

Figure 22

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N} \cdot \frac{I_a}{2mc}$$

Dans le cas envisagé ici, où la période d'éclairement est petite vis-à-vis de la constante de temps macroscopique, il faut donc retenir les résultats suivants :

- la température croit linéairement avec le temps au cours des 1/2 périodes d'éclairement, et décroit linéairement pendant les demi-périodes de non éclairement ;

- l'amplitude maximale $\Delta\theta_m$ de la variation périodique de température, de part et d'autre de la valeur moyenne θ_e, est inversement proportionnelle à la fréquence de modulation ;

- les composantes fondamentales (de fréquence N) des développements qui définissent la variation de l'intensité lumineuse incidente et de la température, sont en quadrature de phase.

c) Si $\omega T_m \simeq 1$

Dans ce cas la fonction f(t) n'est plus une vraie fonction triangle. Les amplitudes des harmoniques successifs sont modifiées et ils sont déphasés les uns par rapport aux autres. On peut écrire la fonction f(t) sous la forme :

$$f(t) = \frac{8}{\pi^2} \sum_{p=o}^{\infty} \frac{1}{(2p+1)^2} \frac{\sin\left[(2p+1)\,\omega t - \alpha_p\right]}{\sqrt{1 + \frac{1}{(2p+1)^2\,(\omega T_m)^2}}}$$

où

$$\alpha_p = \operatorname{arctg}\left[(2p+1)\,\omega T_m\right] = \frac{\pi}{2} - \varphi_p$$

Cette expression montre que l'amplitude maximale de la variation de température n'obéit plus rigoureusement à la loi de décroissance en $\frac{1}{N}$, quand le produit ωT_m est peu différent de 1 ; chacun des harmoniques contribue alors de façon différente à l'amplitude totale.

Cette expression permet également de suivre la variation du déphasage entre les composantes fondamentales de l'énergie incidente et de la température instantanée, en fonction de la fréquence de modulation. Très voisin de zéro si $N \ll \frac{1}{2\pi T_m}$, il est égal à $\frac{\pi}{4}$ si $N = \frac{1}{2\pi T_m}$ et croit ensuite avec N. Il est égal à $\frac{\pi}{2}$ comme nous l'avons vu, si $N \gg \frac{1}{2\pi T_m}$.

Nous avons donc déterminé ainsi les variations de température qui résultent de l'absorption, par un volume de gaz donné, d'un rayonnement infrarouge d'intensité connue.

Nous pouvons examiner maintenant quelles seront les effets de ces variations de température sur le régime permanent établi dans l'interféromètre.

II - LOI DE VARIATION DE LA PRESSION ACOUSTIQUE SUR LE RECEPTEUR -

Nous avons vu, dans la première partie de ce travail, que la pression acoustique $\overline{P}_r$ sur le quartz récepteur était définie par une équation de la forme

$$\overline{P}_r = P_r \exp [j(\Omega t - \Phi_p)]$$

Nous désignerons ici par Ω la pulsation correspondant à la fréquence de vibration f des quartz.

Nous pouvons exprimer l'amplitude P_r et le retard de phase Φ_p sous la forme (éq. 57 et 59) :

$$P_r = P_e . \Lambda_L$$

$$\Phi_p = \Phi_e + \Phi_L$$

Les termes P_e et Φ_e ne dépendent, nous l'avons vu, que de la tension appliquée au quartz émetteur, de la fréquence de fonctionnement choisie et des caractéristiques électromécaniques des quartz. Ils ne dépendent pas des paramètres qui définissent la colonne gazeuse, si ce n'est par des effets du second ordre, que l'on peut négliger avec une très bonne approximation.

Ces termes peuvent donc être considérés comme totalement indépendants de la température du gaz. Seuls peuvent en dépendre les termes $\Lambda_{(L)}$ et Φ_L, donnés par les expressions :

$$\Lambda_L = \frac{1}{\left[\cosh^2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) - \cos^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)\right]^{1/2}}$$

$$\Phi_L = - \operatorname{arctg}\left[\operatorname{th}\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) \operatorname{cotg}\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)\right]$$

Les paramètres a et b peuvent, également, être considérés comme indépendants de la température du gaz, avec une très bonne approximation.

Nous n'aurons donc à étudier que l'influence d'une variation de température sur les constantes de propagation des ultrasons dans le gaz, et les variations des termes Λ_L et Φ_L qui en résultent.

A - Constantes de propagation des ultrasons dans un gaz.

Soient V_o et α_o les valeurs de la vitesse de propagation et du coefficient d'absorption des ultrasons dans un gaz à la température θ_o, V et α leurs valeurs à une température $\theta = \theta_o + \Delta\vartheta$ peu différente de θ_o.

En considérant le gaz étudié comme un gaz parfait on a :

$$V_o = \left[\frac{R\theta_o}{M}\left(1 + \frac{R}{C_v}\right)\right]^{1/2}$$

R, M et C_v sont respectivement la constante des gaz parfaits, la masse moléculaire et la chaleur spécifique à volume constant du gaz.

Si on se limite à des variations de température faibles, en valeur relative, on peut admettre la relation :

$$V = V_o \left[1 + \frac{\Delta\theta}{2\theta_o}\right] \tag{64}$$

Le coefficient d'absorption par longueur d'onde α dépend également de la température. Nous ne tiendrons pas compte ici des possibilités d'absorption anomale dans le gaz, car les phénomènes que nous étudions ne semblent pas liés à la dispersion de la vitesse du son. Nos expériences sont faites dans un domaine de fréquences tel que le coefficient d'absorption peut être considéré comme défini par la formule classique

$$\alpha = \frac{2\pi^2 f}{\rho V^2}\left[\frac{4}{3}\eta + \frac{K(\gamma - 1)}{\gamma C_v}\right]$$

où : η est le coefficient de viscosité du gaz ;

K le coefficient de conductibilité thermique ;

γ le rapport des chaleurs spécifiques ;

ρ la densité ;

f la fréquence des ultrasons.

d'où, en exprimant α sous une forme condensée :

$$\alpha = \frac{\eta}{\rho V^2} W$$

où

$$W = 2\pi^2 f\left[\frac{4}{3} + \frac{\varepsilon(\gamma - 1)}{\gamma}\right]$$

et

$$\varepsilon = \frac{1}{4}(9\gamma - 5)$$

γ et, par conséquent, W peuvent être considérés comme indépendants de la température, si celle-ci varie peu. Quant au facteur de viscosité η, il est défini par la relation :

$$\eta = \eta_o\left[\frac{\theta}{273,2}\right]^n$$

où n est voisin de 1.

Il vient alors :

$$\alpha = \alpha_o\left(1 + \frac{\Delta\vartheta}{\theta_o}\right) \tag{65}$$

B - Influence de la température sur l'amplitude de la pression acoustique subie par le récepteur.

Soit P_{r_o} l'amplitude maximale de la pression acoustique quand un régime

permanent est établi, défini par une fréquence de fonctionnement f_o, un espacement des quartz L_o, une température θ_o dans l'interféromètre. Soit ΔP_r la variation de pression résultant d'une variation $\Delta\theta$ de la température du gaz.

Ces variations étant toujours très faibles, on peut écrire :

$$\Delta P_r = \left(\frac{\partial P_r}{\partial \alpha}\right)_v \Delta\alpha + \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_\alpha \Delta V$$

soit, compte tenu des relations (64) et (65) :

$$\frac{\Delta P_r}{P_o} = \frac{1}{\Lambda_o}\left[V_o\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial V}\right)_\alpha + 2\,\alpha_o\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \alpha}\right)_v\right]\frac{\Delta\theta}{2\theta_o}$$

A partir de l'expression qui définit la fonction Λ, les calculs conduisent à l'équation :

$$\frac{\Delta P_r}{P_{r_o}} = \left(\frac{\Omega_o L_o}{2V_o}\right)\Lambda^2\left[\sin 2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) - \frac{\alpha}{2\pi}\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right]\frac{\Delta\theta}{2\theta_o} \qquad (66)$$

Cette relation peut être exprimée sous une forme plus accessible à l'expérience, en y introduisant la pente des franges acoustiques, définie par la dérivée $\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{v,\alpha}$ soit :

$$\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{v,\alpha} = -\Lambda^2 P_{r_o}\left(\frac{\Omega_o}{2V_o}\right)\left[\sin 2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) + \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)\right] \qquad (67)$$

Les termes en $\frac{\alpha}{2\pi}$, dans les deux équations ci-dessus, sont toujours relativement petits. Dans le propane par exemple, $\frac{\alpha}{2\pi}$ est de l'ordre de 10^{-3}. Ces termes ne jouent qu'un rôle de second ordre, absolument négligeable, sauf au voisinage du sommet des franges. On peut alors écrire :

$$\Delta P_r = -\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{L=L_o} \cdot \frac{L_o}{2} \cdot \frac{\Delta\theta}{\theta_o} \qquad (68)$$

Nous arrivons donc à une première conclusion qualitative :

Toute variation de température dans le gaz entraînera une variation d'amplitude de la pression acoustique qui s'exerce sur le quartz récepteur. Cette variation est proportionnelle :

- à la longueur L_o de la colonne gazeuse
- à la pente de la frange au point considéré.

Or, cette pente s'annule et change de signe aux extrêmums des franges, elle est maximale, au contraire, aux points d'inflexion de ces franges. Donc, l'expression obtenue ci-dessus rend compte qualitativement de la loi de variation expérimentale du signal dit "triangulaire", en fonction de la position du récepteur par rapport aux franges acoustiques. Elle rend compte aussi du fait, observé expérimentalement, qu'il faut déplacer le récepteur, c'est-à-dire faire varier L pour ramener la pression acoustique à sa valeur initiale. Autrement dit, elle exprime que le système de franges est déplacé par rapport à sa position initiale.

Pour étudier quantitativement la loi de variation, en fonction du temps, de l'amplitude de la pression acoustique, il faut expliciter la variation de température $\Delta\vartheta$.

On doit envisager deux cas, selon que le flux incident est modulé ou non.

a) L'intensité du flux incident est constante.

La variation de la température instantanée θ est alors exprimée par l'équation (60) que nous rappelons ici :

$$\Delta\theta = \theta - \theta_o = \Delta\theta_e \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right]$$

où

$$\Delta\theta_e = T_m \frac{I_a}{mc}$$

T_m est la constante de temps macroscopique du gaz.

Si on pose

$$\Delta P_{r_e} = -\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{L=L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_e$$

il vient :

$$P_r = P_{r_o} + \Delta P_{r_e} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] \qquad (69)$$

L'amplitude maximale P_r de la pression acoustique qui s'exerce sur le quartz récepteur, tend vers une valeur d'équilibre $P_{r_e} = P_{r_o} + \Delta P_{r_e}$ avec une constante de temps T_m.

b) L'intensité du flux incident est modulée en fonction du temps selon une loi rectangulaire.

La température varie, alors, selon une des lois établies précédemment, que nous exprimerons en toute généralité sous la forme :

$$\theta - \theta_o = \Delta\theta = \Delta\theta_e \left[1 - A \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] + \Delta\vartheta_m f(t)$$

où

$$\Delta\theta_e = T_m \cdot \frac{I_a}{2mc}$$

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N} \cdot \frac{I_a}{2mc}$$

Si on pose, comme précédemment :

$$\Delta P_{r_e} = -\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{L=L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_e$$

On peut exprimer l'amplitude maximale P_r de la pression acoustique par l'équation :

$$P_r = P_{r_o} + \Delta P_{r_e} \left[1 - A \exp \left(- \frac{t}{T_m} \right) \right] + \Delta P_m f(t) \qquad (70)$$

Si $\frac{t}{T_m} \gg 1$, on peut considérer que la pression acoustique moyenne est stabilisée à une valeur d'équilibre $P_{r_e} = P_{r_o} + \Delta P_{r_e}$. La pression acoustique instantanée est alors donnée par la relation :

$$\bar{P}_r = [P_{r_e} + \Delta P_m f(t)][\exp j (\Omega_o t - \Phi_p)]$$

ou, sous une autre forme :

$$\bar{P}_r = [P_{r_e} + \Delta P_m f(t)] \sin (\Omega_o t - \Phi_p) \qquad (71)$$

avec :

$$\Delta P_m = - \left(\frac{\partial P_r}{\partial L} \right)_{L=L_e} \cdot \frac{L_e}{2\vartheta_e} \cdot \Delta\theta_m$$

Si f(t) est une fonction périodique du temps décomposable en série de Fourier sous la forme

$$f(t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos (n\omega t + \alpha_n)$$

l'amplitude maximale de la pression acoustique varie périodiquement avec le temps. On peut écrire l'équation (71) sous la forme :

$$\bar{P}_r = P_{r_e} \sin (\Omega_o t - \Phi_p) + \frac{\Delta P_m}{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \{ \sin [(\Omega_o - n\omega) t - \alpha_n - \Phi_p] +$$

$$+ \sin [(\Omega_o + n\omega) t + \alpha_n - \Phi_p] \} \qquad (72)$$

Une seconde conclusion apparaît donc :

L'onde acoustique modulée en amplitude est constituée par la superposition d'une double infinité d'ondes partielles, de fréquence $f_o \pm nN$. L'onde de fréquence f_o est l'onde porteuse, celles de fréquence $f_o \pm nN$, symétriques par rapport à la porteuse, sont les bandes latérales. Deux bandes latérales de même rang n ont même amplitude A_n et sont déphasées, par rapport à la porteuse, d'un angle $\pm \alpha_n$.

Nous verrons que ces bandes latérales vont jouer un rôle fondamental, car elles seront responsables de la déformation des signaux et du déphasage introduits par le quartz récepteur.

C - Influence de la température sur la phase de la pression acoustique.

Nous avons vu que le retard de phase de la pression acoustique est Φ_p, tel que :

$$\Phi_p = \Phi_e + \Phi_L$$

Φ_e ne dépend que du quartz émetteur et est ici une constante. Nous pourrons ne pas en tenir compte dans les équations. Mais Φ_L dépend des constantes de propagation des ondes acoustiques, donc de la température du gaz. On peut étudier la variation $\Delta \Phi_p$ du retard de phase Φ_p comme on a étudié la variation d'amplitude ΔP_r de la pression acoustique. Il vient :

$$\Delta\Phi_p = \left[V_o \left(\frac{\partial \Phi_L}{\partial V} \right)_\alpha + 2\,\alpha_o \left(\frac{\partial \Phi_L}{\partial \alpha} \right)_v \right] \frac{\Delta\vartheta}{2\vartheta_o}$$

Compte tenu de l'équation (59) qui définit Φ_L on obtient :

$$\Delta\Phi_p = -\left(\frac{\Omega_o L_o}{2V_o} \right) \Lambda_o^2 \left[\sinh 2 \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b \right) + \frac{\alpha_o}{2\pi} \sin 2 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a \right) \right] \frac{\Delta\vartheta}{2\vartheta_o} \quad (73)$$

La phase Φ_p de la pression acoustique dépend également de la variation de température, donc du temps.

Nous devons alors exprimer la pression instantanée sous la forme :

$$\bar{P}_r = P_r \sin [\varphi(t)] \quad (74)$$

où

$$\varphi(t) = \Omega_o t - \Phi_p(t)$$

L'onde acoustique est donc modulée, non seulement en amplitude, mais également en fréquence, car sa fréquence dépend du temps.

Introduisons une pulsation instantanée Ω' telle que l'on ait, à chaque instant :

$$\bar{P}_r = P_r \sin \Omega' t$$

Par définition, cette pulsation instantanée est :

$$\Omega' = \frac{d\varphi}{dt}$$

soit, dans le cas présent :

$$\Omega' = \Omega_o - \left(\frac{\partial \Phi_p}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \quad (75)$$

Le facteur $\frac{\partial \Phi_p}{\partial \theta} = \frac{\Delta \Phi_p}{\Delta \theta}$ est celui que nous avons déterminé ci-dessus.

Le facteur $\frac{\partial \vartheta}{\partial t}$ est donné par la loi qui exprime la variation de température en fonction du temps. Si le flux lumineux incident est modulé selon une loi rectangulaire, à une fréquence telle que $\omega T_m \gg 1$, on a, d'après les équations (62) et (63) :

- pendant les demi-périodes d'éclairement :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = 4N \, (\Delta\theta_m)$$

- pendant les demi-périodes de non éclairement :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = - 4N \ (\Delta\theta_m)$$

Une troisième conclusion apparaît donc : la fréquence instantanée des ondes acoustiques varie au cours du temps selon une loi rectangulaire. Si on pose :

$$\Delta\Omega = - 4N . \Delta\theta_m . \frac{\Delta\Phi_P}{\Delta\theta}$$

la pulsation instantanée Ω, pendant les demi-périodes d'éclairement ou de non éclairement, est donnée par les relations :

$$\begin{aligned} \Omega' &= \Omega_1 = \Omega_o + \Delta\Omega \\ \Omega' &= \Omega_2 = \Omega_o - \Delta\Omega \end{aligned} \qquad (76)$$

Nous allons voir que le quartz récepteur détecte simultanément les variations d'amplitude et de fréquence de la pression acoustique qu'il subit.

III - ROLE DU QUARTZ RECEPTEUR

Nous avons montré, dans la première partie de ce travail (éq. 58), que la tension $\overline{E}_r$, apparaissant entre les électrodes du quartz récepteur, est donnée par la relation :

$$\overline{E}_r = k_r(\Omega') . P_r \sin [\Omega' t - \Phi_r(\Omega')] \qquad (77)$$

Ω' est la pulsation instantanée et P_r l'amplitude maximale de la pression acoustique qui s'exerce sur le quartz. $k_r(\Omega')$ et $\Phi_r(\Omega')$ sont définis en fonction de la fréquence $f' = \frac{\Omega'}{2\pi}$, par les relations :

$$k_r(\Omega') = \frac{k_{r(max)}}{\left[1 + \left(\frac{f' - f'_R}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}}$$

$$\Phi_r(\Omega') = \frac{\pi}{2} + \text{arctg} \left(\frac{f' - f'_R}{\Delta f_r/2}\right)$$

f'_R et Δf_r représentent respectivement la fréquence de résonance et la largeur de la bande passante du quartz récepteur.

La tension maximale E_r est telle que :

$$E_r = k_r(\Omega') . P_r$$

Ici encore, deux cas sont à envisager, selon que le flux incident est constant ou modulé.

A - L'intensité du rayonnement incident est constante.

La pulsation instantanée est ici constante et égale a Ω_o. On pose :

$$k_r(\Omega_o) = k_{r_o}$$

D'après l'équation (69), on a alors :

$$E_r = E_{r_o} + \Delta E_e \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] \tag{78}$$

et

$$\Delta E_e = -p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\vartheta_o} \cdot \Delta\theta_e \tag{79}$$

où

$$p_{L_o} = \left(\frac{\partial E_r}{\partial L}\right)_{L=L_o}$$

La tension HF entre les électrodes du quartz récepteur tend vers une valeur limite :

$$E_{r_e} = E_{r_o} + \Delta E_e$$

avec une constante de temps égale à T_m.

B - L'intensité du flux incident est modulée selon une loi rectangulaire.

Nous avons montré (éq. 70 et 74) que, dans ce cas, la pression acoustique sur le quartz récepteur est modulée, en amplitude et en fréquence, selon la loi :

$$\bar{P}_r = \left\{P_{r_o} + \Delta P_{r_e}\left[1 - A \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] + \Delta P_m f(t)\right\} \sin \Omega' t \tag{80}$$

Nous avons établi, par ailleurs, que la pulsation instantanée Ω' ne peut prendre que deux valeurs, selon que le gaz est éclairé ou non, ces deux valeurs Ω_1 et Ω_2 étant constantes pendant les demi-périodes d'éclairement ou de non éclairement.

a) Pendant le régime transitoire, l'effet dominant est la variation de la pression acoustique moyenne. Les variations de fréquence ne sont alors qu'un phénomène de second ordre, négligeable en première approximation. On peut donc considérer que la tension $\bar{E}_r$ varie selon la loi :

$$\bar{E}_r = k_{r_o}\left\{P_{r_o} + \Delta P_{r_e}\left[1 - A \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right)\right] + \Delta P_m f(t)\right\} \sin \Omega_o t$$

Notons que si $\omega T_m \gg 1$, A tend vers l'unité et f(t) représente, avec une très bonne approximation, la fonction triangle d'amplitude unité.

Nous pouvons écrire, alors, la loi de variation de la tension maximale E_r sous la forme :

$$E_r = E_{r_o} + \Delta E_e \left[1 - \exp \left(- \frac{1}{T_m} \right) \right] + \Delta E_m f(t) \qquad (81)$$

E_r varie donc selon une double loi.

La valeur moyenne tend vers une valeur d'équilibre telle que :

$$E_{r_e} = E_{r_o} + \Delta E_e$$

où

$$\Delta E_e = - p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_e \qquad (82)$$

p_{L_o} étant la pente de la frange au point considéré.

A cette variation continue de la valeur moyenne, se superpose une variation périodique d'amplitude ΔE_m ; on a :

$$\Delta E_m = - p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_m \qquad (83)$$

b) Quand l'équilibre macroscopique est établi, c'est-à-dire si $t \gg T_m$, nous n'avons plus le droit de négliger les variations de la fréquence instantanée. Celles-ci vont être détectées par le quartz récepteur et donner lieu à des variations d'amplitude de la tension E_r entre ses électrodes. Ces variations se superposeront à celles résultant de la vraie modulation d'amplitude de la pression acoustique.

Nous donnerons d'abord un calcul approché de l'amplitude des signaux observables, en négligeant l'influence des bandes latérales qui résultent de la modulation du flux lumineux. Cette approximation revient à admettre que ces bandes latérales sont transmises par le quartz avec le même facteur de transmission, avant de se combiner à nouveau. Cette approximation n'est valable que si la fréquence de modulation est très nettement inférieure à la demi largeur de bande du récepteur. Elle a cependant le mérite de rendre compte de façon très correcte des deux types de signaux observés expérimentalement. Nous reprendrons ensuite le calcul complet, pour étudier les déformations des signaux et les déphasages introduits par le quartz récepteur, quand la fréquence de modulation du rayonnement augmente.

1/ Etude des signaux observables à basse fréquence.

Nous supposerons donc que l'équilibre macroscopique est établi, la pression acoustique moyenne étant stabilisée à la valeur P_{r_e}, et nous étudierons l'amplitude maximale de la tension existant entre les électrodes du quartz récepteur.

D'après les équations (77) et (80), il vient :

$$E_r = k_{r_1} [P_{r_e} + \Delta P_m f(t)]$$

pendant les demi-périodes d'éclairement,

$$E_r = k_{r_2} [P_{r_e} + \Delta P_m f(t)]$$

pendant les demi-périodes de non éclairement.

k_{r_1} et k_{r_2} sont respectivement exprimés par les relations :

$$k_{r_1} = k_r(\Omega_1) = \frac{k_{r\,(max)}}{\left[1 + \left(\frac{f_1 - f_R^r}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}}$$

$$k_{r_2} = k_r(\Omega_2) = \frac{k_{r\,(max)}}{\left[1 + \left(\frac{f_2 - f_R^r}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}}$$

Les fréquences instantanées f_1 et f_2 sont données par l'équation (76), soit :

$$f_1 = \frac{\Omega_1}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\,(\Omega_o + \Delta\Omega)$$

$$f_2 = \frac{\Omega_2}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\,(\Omega_o - \Delta\Omega)$$

L'amplitude E_r dépend donc du temps selon une double loi périodique, de fréquence N :

- si $\Delta P_m = 0$, E_r varie selon une loi rectangulaire telle que :

$$E_r = E_{r_1} = k_{r_1}.\,P_{r_e}$$

pendant les demi-périodes d'éclairement,

$$E_r = E_{r_2} = k_{r_2}.\,P_{r_e}$$

pendant les demi-périodes de non éclairement.

- si $k_{r_1} = k_{r_2}$, E_r varie selon la loi triangulaire définie par la fonction f(t).

- dans le cas général, les deux lois se superposent. On voit donc apparaître ici une analogie certaine avec les observations expérimentales.

On peut déterminer, quantitativement, les amplitudes respectives des deux phénomènes mis ainsi en évidence.

Les extrêmums de E_r correspondent aux extrêmums de la fonction f(t). D'après les équations (63), on a :

- à la fin d'une demi-période d'éclairement :

$$f(t) = + 1$$

soit

$$E_r = E_{max} = k_{r_1}(P_{r_e} + \Delta P_m)$$

- A la fin de la demi-période qui suit :

$$f(t) = - 1$$

d'où

$$E_r = E_{min} = k_{r_2}(P_{r_e} - \Delta P_m)$$

L'amplitude maximale du signal observable est :

$$\Delta E_m = \frac{E_{max} - E_{min}}{2}$$

Pour expliciter cette amplitude on peut tenir compte du fait que les deux pulsations Ω_1 et Ω_2 sont toujours très voisines, et écrire :

$$k_{r_1} = k_{r_o} + \left(\frac{\partial k_r}{\partial \Omega}\right)_o . \Delta\Omega$$

$$k_{r_2} = k_{r_o} - \left(\frac{\partial k_r}{\partial \Omega}\right)_o . \Delta\Omega$$

où

$$\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_o = \Omega_o - \Omega_2 = \left[-4N.\Delta\theta_m.\left(\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta}\right)\right] \qquad (84)$$

Il vient :

$$\Delta E_m = k_{r_o}.\Delta P_m + P_{r_e}\left(\frac{\partial k_r}{\partial \Omega}\right)_o .\Delta\Omega$$

où

$$\Delta P_m = -\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{L=L_e} . \frac{L_e}{2\theta_e} . \Delta\theta_m$$

Introduisons dans cette expression des grandeurs plus directement accessibles à l'expérience, soit la pente p_L des franges et la pente p_Ω de la courbe de résonance du quartz récepteur.

On a :

$$p_L = \left(\frac{\partial E_r}{\partial L}\right)_{L=L_e} = k_{r_o} . \left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{L=L_e} \qquad (85)$$

E_{r_e} représente ici la tension HF moyenne à la sortie du quartz récepteur.

La pente de la courbe de résonance de ce quartz n'est directement accessible à l'expérience que sous certaines conditions. La courbe de réponse à la fréquence $E_r = f(\Omega)$ observable expérimentalement représente, en effet, le produit des courbes de résonance des deux quartz, émetteur et récepteur. La pente $\left(\frac{\partial E_r}{\partial \Omega}\right)_o$ de cette courbe expérimentale, mesurée pour $\Omega = \Omega_o$, répond en toute rigueur à l'équation

$$\left(\frac{\partial E_r}{\partial \Omega}\right)_o = P_{r_e}\left(\frac{\partial k_r}{\partial \Omega}\right)_o + k_r \left(\frac{\partial P_r}{\partial \Omega}\right)_o \qquad (86)$$

Si l'émetteur est utilisé dans un domaine de fréquences éloigné de sa

fréquence propre, $\left(\frac{\partial P_r}{\partial \Omega}\right)_o$ est alors négligeable et on peut admettre que l'on a :

$$p_{\Omega o} = P_{re} \left(\frac{\partial k_r}{\partial \Omega}\right)_o \simeq \left(\frac{\partial E_r}{\partial \Omega}\right)_o$$

Dans tous les cas, on peut écrire :

$$\Delta E_m = - \left(p_{L_e} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \Delta\theta_m\right) + p_{\Omega_o} \Delta\Omega$$

ou

$$\Delta E_m = \Delta E_m(L) + \Delta E_m(\Omega)$$

Le "signal" observable à la sortie du récepteur peut donc être considéré comme la résultante de deux signaux distincts, l'un de forme triangulaire et d'amplitude maximale $\Delta E_m(L)$, l'autre de forme rectangulaire et d'amplitude maximale $\Delta E_m(\Omega)$. Nous pouvons analyser les caractéristiques de ces deux composantes, compte tenu de la valeur de

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N} \cdot \frac{I_a}{2mc}$$

$$1/\ \Delta E_{m(\Omega)} = p_\Omega \left[- \left(\frac{I_a}{2mc}\right) \cdot \left(\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta}\right) \right]$$

où

$$\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta} = - \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right) \cdot \frac{1}{2\theta_e} \left[\frac{\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) + \frac{\alpha}{2\pi} \sin 2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)}{\cosh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) - \cos 2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right)} \right] \qquad (87)$$

Ce signal est indépendant de la fréquence de modulation du flux incident.

Il est proportionnel à l'intensité du rayonnement absorbé par le gaz. Il est également proportionnel au facteur $\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta}$, donc maximal aux sommets des franges acoustiques. Il est de signe constant, quelle que soit la position du quartz récepteur par rapport au système d'ondes stationnaires.

Ce signal dépend, enfin, de la fréquence de vibration des quartz et varie avec cette fréquence, comme la pente de la courbe de résonance du quartz récepteur. $\Delta E_m(\Omega)$ est positif si cette pente est positive, c'est-à-dire si la fréquence de fonctionnement choisie f est inférieure à la fréquence de résonance f_R^r, négatif dans le cas contraire. Le signal est nul si $f = f_R^r$.

Ces lois sont identiques à celles qui définissent, expérimentalement, le signal carré observé.

$$2/\ \Delta E_m(L) = - p_{L_e} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \frac{1}{4N} \cdot \left(\frac{I_a}{2mc}\right)$$

Ce signal est indépendant de la fréquence de vibration des quartz. Il varie en raison inverse de la fréquence N de modulation du flux incident. Il

est proportionnel à l'intensité du rayonnement absorbé par le gaz et à la pente de la frange considérée, au point de fonctionnement choisi, $\Delta E(L)$ est positif si p_{L_e} est négatif, c'est-à-dire si $k\frac{\lambda}{2} < L_e < (2k+1)\frac{\lambda}{4}$, $\Delta E(L)$ est négatif dans le cas contraire. Le signal est nul aux extrêmums et maximal aux points d'inflexion des franges acoustiques.

Ces lois sont semblables à celles qui définissent, expérimentalement, le signal triangulaire observé.

La figure 23 illustre cette concordance sur le plan qualitatif, entre l'équation théorique et les faits expérimentaux.

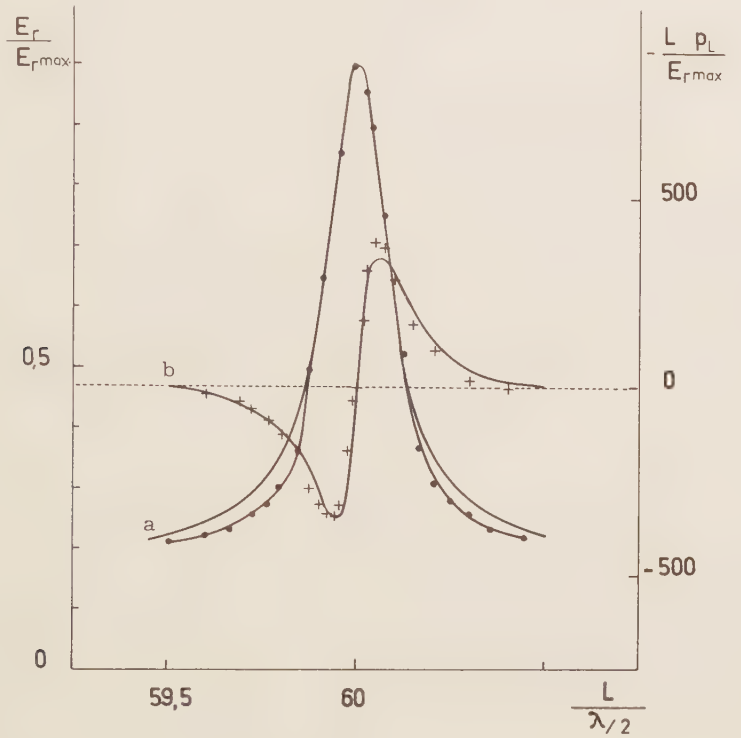

Figure 23

Cette figure représente, d'une part (courbe a), la fonction $\frac{E_r}{E_{r\,(max)}} = \frac{\Lambda}{\Lambda_{max}}$ calculée en donnant à α et λ les valeurs mesurées expérimentalement pour le propane, et à L les valeurs correspondant à l'une de nos expériences.

Sur cette courbe théorique, nous avons placé les points représentant les valeurs trouvées expérimentalement pour le même rapport $\frac{E_r}{E_{r\,(max)}}$, mesuré en tout point de la frange choisie, repérée en présence du rayonnement infrarouge modulé. On voit que l'accord est très satisfaisant, sauf sur les pieds de la frange considérée. On peut en conclure que l'échauffement dû au rayonnement absorbé ne perturbe pas notablement le système d'ondes stationnaires acoustiques ; les formules théoriques qui le définissent sont donc toujours valables.

Sur la même figure, nous avons tracé la courbe représentant la fonction :

$$y = -\frac{p_L \cdot L_e}{E_{r(max)}}$$

calculée théoriquement, pour la frange choisie, à partir des équations (67) et (85) soit :

$$y = \frac{\Lambda^3}{\Lambda_{(max)}} \left(\frac{\pi L_e}{\lambda}\right) \left[\sin 2 \left(\frac{2\pi L}{\lambda} + a\right) + \frac{\alpha}{2\pi} \sinh 2 \left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) \right] \qquad (88)$$

Les points placés sur cette courbe (courbe b) correspondent à des résultats expérimentaux. Ils représentent le rapport $\frac{\Delta E_m(L)}{E_{r(max)}}$, mesuré en tout point de la frange considérée, multiplié ensuite par un facteur constant, de façon à faire coïncider les ordonnées expérimentales et théoriques de l'extrêmum négatif de la fonction y .

L'accord est excellent sur la branche de gauche de la courbe, un peu moins bon, mais cependant très acceptable sur la branche de droite. On peut donc considérer que l'équation (88) rend compte, de façon très satisfaisante, de la variation d'amplitude du signal triangulaire quand on explore une frange. Les vérifications quantitatives de la loi théorique qui exprime $\Delta E_m(L)$ pourront être faites en utilisant uniquement le signal triangulaire maximal.

L'accord entre la théorie et les résultats expérimentaux est moins bon en ce qui concerne l'influence de la fréquence de modulation. La loi expérimentale n'est pas rigoureusement identique à la loi théorique en $\frac{1}{N}$. Nous allons voir que cet écart est dû à l'existence des bandes latérales, définies par l'équation (72) et que nous avons négligées jusqu'ici.

2/ Influence de la fréquence de modulation sur le signal triangulaire. Distorsion et déphasage introduits par le quartz récepteur.

Nous nous proposons d'étudier maintenant le signal triangulaire "pur". La fréquence de vibration f_o des quartz doit donc être choisie égale à la fréquence de résonance f_R^r du quartz récepteur. Ceci résulte des équations qui expriment le signal rectangulaire $\Delta E_m(\Omega)$.

Cette condition étant remplie et la fréquence de modulation étant telle que l'on ait $N \gg \frac{1}{2\pi T_m}$ la pression acoustique instantanée est définie par les équations suivantes :

$$\bar{P}_r = [P_{r_e} + \Delta P_m f(t)] \sin \Omega_R t$$

$$\Delta P_m = -\left(\frac{\partial P_r}{\partial L}\right)_{L=L_e} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \Delta\theta_m$$

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N} \cdot \frac{I_a}{2mc}$$

$$f(t) = \sum_{p=o}^{\infty} A_p \cos [(2p+1)\omega t]$$

$$A_p = -\frac{8}{\pi^2} \frac{1}{(2p+1)^2}$$

En faisant apparaître les bandes latérales, il vient :

$$\bar{P}_r = P_{r_e} \sin(\Omega_R t) + \frac{\Delta P_m}{2} \sum_{p=o}^{\infty} A_p \{ \sin[\Omega_R - (2p+1)\omega] t + \sin[\Omega_R + (2p+1)\omega] t \} \quad (89)$$

Chacune de ces composantes, dont la somme représente la pression acoustique totale, contribue à la tension $\bar{E}_r$ qui apparaît entre les électrodes du quartz récepteur.

Compte tenu des relations :

$$k_r(\Omega_R) = k_{r(max)} \qquad \Phi_r(\Omega_R) = \frac{\pi}{2}$$

On peut poser :

$$k_{r_p} = k_r[\Omega_R \pm (2p+1)\omega] = \frac{k_{r(max)}}{\left\{1 + \left[\frac{(2p+1)N}{\Delta f_r/2}\right]^2\right\}^{1/2}}$$

$$\Phi_{r_{P_\pm}} = \Phi_r[\Omega_R \pm (2p+1)\omega] = \frac{\pi}{2} \pm \operatorname{arctg}\left[\frac{(2p+1)N}{\Delta f_r/2}\right]$$

Il vient, d'après les équations (77) et (89) :

$$\bar{E}_r = E_{r_e} \sin\left(\Omega_R t - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{\Delta E_m}{2} \sum_{p=o}^{\infty} k_{rp} A_p \left[\sin\{[\Omega_R - (2p+1)\omega]t - (\Phi_{rp-})\} + \right.$$

$$\left. + \sin\{[\Omega_R + (2p+1)\omega] t + (\Phi_{rp+})\}\right]$$

où

$$E_{r_e} = k_{r(max)} \cdot P_{r_e}$$

$$\Delta E_m = k_{r(max)} \cdot \Delta P_m$$

La tension mesurable entre les électrodes du récepteur est la résultante de l'onde porteuse et des bandes latérales. Elle est donnée par l'équation :

$$\bar{E}_r = [E_{r_e} + \Delta E_m \cdot F(t)] \sin\left(\Omega_R t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (90)$$

où

$$\Delta E_m = - p_{Le} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \Delta\theta_m$$

$$F(t) = \sum_{p=o}^{\infty} \alpha_p \cos[(2p+1)\omega t - \varphi_{rp}]$$

$$\alpha_p = \frac{k_{rp}}{k_{r(max)}} A_p$$

$$\frac{k_{rp}}{k_{r(max)}} = \left\{1 + \left[\frac{(2p+1)N}{\Delta f_r/2}\right]^2\right\}^{-1/2}$$

$$\varphi_{rp} = \text{arctg} \frac{(2\,p+1)\,N}{\Delta f_r/2}$$

Si on compare les fonctions f(t) et F(t) qui expriment, respectivement, les lois de variation en fonction du temps, de la pression acoustique sur le quartz récepteur et de la tension qui en résulte, le rôle du quartz apparaît nettement.

Chacun des harmoniques successifs, qui contribuent à définir la fonction triangle d'amplitude unité f(t), est réduit, en amplitude, et déphasé. Le retard de phase et le facteur d'atténuation dus au quartz dépendent du rapport $(2\,p+1)N/\left(\frac{\Delta f_r}{2}\right)$. Le signal périodique observable à la sortie du quartz récepteur tend d'autant plus vers une sinusoide que la fréquence de modulation N est plus grande et la bande passante du quartz plus étroite.

Si on désigne par ΔE_{exp} l'amplitude maximale de ce signal observable, le rapport $\frac{\Delta E_{exp}}{\Delta E_m}$ est donné, en première approximation, par le rapport des fondamentaux des fonctions f(t) et F(t), soit :

$$\frac{\Delta E_{exp}}{\Delta E_m} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{N}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}} \qquad (91)$$

Ce rapport est très voisin de 1, si la fréquence de modulation est petite devant la largeur de la bande passante du quartz récepteur. Il diminue quand la fréquence augmente. La loi de décroissance du signal expérimental, en fonction de la fréquence N, doit donc être plus rapide que ne le prévoit la loi en $\frac{1}{N}$. Ceci est en très bon accord avec ce que nous avons observé expérimentalement.

La seule hypothèse d'une variation de température, liée uniquement à l'énergie absorbée, sous forme de rayonnement, par le gaz contenu dans l'interféromètre, semble donc expliquer la totalité des phénomènes observés.

Nous allons voir que les lois théoriques que nous venons d'établir, sont vérifiées quantitativement par l'expérience.

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

I - APPAREILLAGE ET TECHNIQUE EXPERIMENTALE

Le montage est représenté schématiquement sur la figure 24.

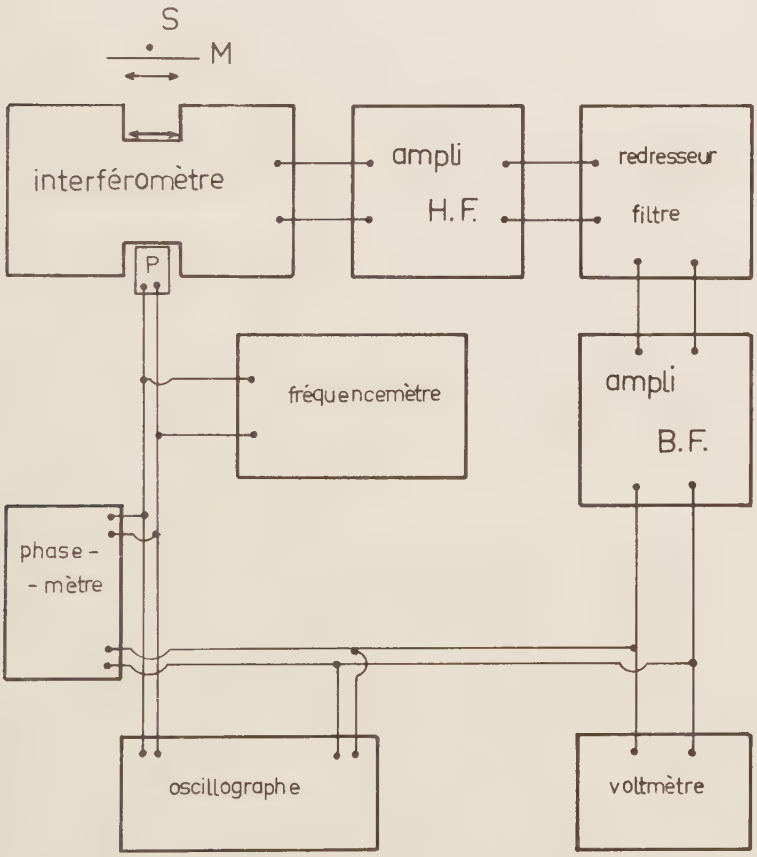

Figure 24

La source de rayonnement infrarouge S est un globar, dont le flux lumineux est modulé par un disque à pales M puis concentré, par deux lentilles en NaCl, dans l'espace qui sépare les quartz émetteur et récepteur.

Pour que l'absorption du rayonnement se produise essentiellement dans le volume utile du gaz, c'est-à-dire celui soumis aux ultrasons, un canon de NaCl qui sert d'engouffreur, est fixé sur la fenêtre d'entrée. Ce canon canalise le rayonnement infrarouge incident jusqu'à la limite du champ ultrasonique.

Une cellule photorésistante au sulfure de plomb, P, placée derrière la fenêtre de sortie de l'interféromètre, permet, d'une part, de mesurer la fréquence de modulation, d'autre part, de visualiser sur l'écran d'un oscillographe cathodique à double faisceau, la forme de la modulation du flux lumineux. Le temps de réponse de cette cellule est suffisamment court (de l'ordre de 10^{-4} sec) pour ne pas déformer le signal reçu, aux fréquences de modulation choisies.

Cette cellule peut être remplacée, dans certains cas, par une thermopile, préalablement étalonnée à l'aide d'un corps noir, et destinée à mesurer l'énergie infrarouge absorbée par le gaz contenu dans l'interféromètre. Un jeu de grilles, placées devant le globar, permet de faire varier l'intensité du rayonnement incident, sans modifier sa répartition spectrale ou spatiale.

Le montage électronique comprend, en premier lieu, un amplificateur HF à deux étages, qui amplifie la tension recueillie entre les électrodes du quartz récepteur. Cette tension, amplifiée, est ensuite redressée par une double diode et filtrée par un circuit "résistance-capacité". Un microampéremètre mesure l'intensité I du courant redressé, et un étalonnage préalable nous permet de déduire, des valeurs lues de I, les valeurs correspondantes E_r de la tension entre les électrodes du quartz récepteur.

La tension redressée et filtrée est ensuite appliquée à l'entrée d'un amplificateur BF à large bande, relié lui-même à l'oscillographe cathodique et à un voltmètre électronique.

Dans ces conditions, si la tension HF sur le quartz récepteur a une amplitude maximale constante, la tension à la sortie des étages BF est nulle. On n'observe à l'oscillographe aucun signal. Si, pour une raison quelconque, la tension HF aux bornes du quartz récepteur varie, seule la composante périodique de cette variation de tension est transmise et amplifiée par les étages BF.

L'oscillographe cathodique permet une observation directe du signal qui en résulte. Le voltmètre électronique, placé en parallèle avec l'oscillographe, permet une mesure précise de l'amplitude de ce signal. Le gain total de la chaîne électronique a été déterminé en appliquant à l'entrée des tensions HF connues, modulées en amplitude par un signal BF de fréquence connue. Le gain a été trouvé égal à $2,5.10^6$ à une fréquence de 100 Hz et pour des tensions de modulation BF, à l'entrée, inférieures à 10 μV efficaces. Si la tension d'entrée dépasse cette limite, la chaîne d'amplification n'est plus linéaire et la saturation est complète quand la tension d'entrée atteint 30 μV eff.

Les variations de tension périodiques qui se produisent entre les électrodes du quartz récepteur, ne doivent subir aucune distorsion lors de l'amplification. Pour cela, il est nécessaire que toutes les mesures soient faites dans les conditions de linéarité de la chaîne électronique. A cet effet, un diviseur de tension étalonné a été placé entre les étages HF et BF. Il permet de travailler ainsi jusqu'à des tensions BF d'entrée pouvant atteindre 200 μV eff.

Le gain total de la chaine électronique a également été mesuré en fonction de la fréquence BF. Le gain est constant pour les fréquences inférieures à 250 Hz et décroît ensuite si la fréquence augmente. Il faudra tenir compte de cette décroissance pour les études quantitatives des signaux observés, en fonction de la fréquence de modulation du rayonnement.

En règle générale, quel que soit le type des mesures effectuées, les amplitudes des signaux observés devront toujours être exprimées en variations de tension aux bornes du quartz récepteur, compte tenu du gain de la chaîne d'amplification dans les conditions de l'expérience.

Enfin, un phasemètre électronique reçoit, d'une part, le signal de sortie de l'amplificateur récepteur, d'autre part le signal de référence fourni par la cellule au sulfure de plomb. Ce phasemètre nous permettra de mesurer les déphasages existants, entre les composantes fondamentales de la loi de variation du flux lumineux incident, et des signaux qui en résultent entre les électrodes du quartz récepteur.

II - VERIFICATION DES LOIS THEORIQUES

A - Conditions expérimentales choisies

Pour ces vérifications, nous devons choisir un gaz qui réponde aux trois critères suivants :

- Le spectre d'absorption du gaz doit posséder des bandes intenses dans le domaine infrarouge, pour que les phénomènes observés soient aussi grands que possible. Cette condition élimine les gaz homopolaires comme l'azote, par exemple.

- Le coefficient d'absorption des ultrasons dans ce gaz doit être faible, pour que le système d'ondes stationnaires soit aussi contrasté et la tension aux bornes du quartz récepteur aussi grande que possible.

- L'hypothèse selon laquelle le gaz est constamment en équilibre thermique de Boltzmann, doit être valable. Il faut donc que, dans le gaz choisi, les transferts d'énergie entre degrés de liberté internes (vibration) et externes (rotation, translation), soient instantanés. Nous reviendrons sur cette question dans la troisième partie de ce travail.

Nous avons choisi le propane qui semble répondre à ces trois conditions.

Les constantes de propagation des ultrasons dans ce gaz ont été déterminées selon la méthode exposée dans la première partie de ce travail. Nous adopterons les valeurs moyennes suivantes :

$$V \simeq 260 \text{ m/sec} \quad \alpha \simeq 0,006$$

La capacité calorifique du gaz, à pression p et à la température θ est donnée par la relation :

$$mc = \rho c v$$

où v est le volume utile du gaz, c la chaleur spécifique et ρ la densité du gaz dans les conditions de l'expérience. Nous avons adopté, pour p = 1 atmosphère et θ = 20°C les valeurs :

$$\rho = 1,86 \text{ kg.m}^{-3}$$

$$c = 1,45.10^3 \text{ joules.degré}^{-1}.\text{ kg}^{-1}$$

Le volume utile peut raisonnablement être considéré comme un parallélépipède ayant pour hauteur la hauteur du faisceau lumineux incident soit 25 mm, pour longueur le diamètre des quartz, soit 25 mm, et comme épaisseur celle de la colonne gazeuse soit L. Nous avons choisi une valeur de L très voisine de 15 mm d'où le volume utile :

$$v = 9,36 \text{ cm}^3$$

et la capacité calorifique à une pression p :

$$(mc)_p = (mc)_o . p_{atm.}$$

où

$$(mc)_o = 0,0252 \text{ joules.degré}^{-1}$$

Les expériences ont été faites à la température ambiante (environ 20°C), avec des intensités de rayonnement incident, mesurées en flux total, inférieures à 1 watt.sec^{-1}. L'intensité absorbée par le volume utile du gaz est de l'ordre de 12 % de l'intensité incidente, à pression normale, et de 4 % sous 0,1 atmosphère. Dans ces conditions, le système d'ondes stationnaires acoustiques n'est pas déformé de façon sensible quand le gaz est soumis au rayonnement. Ceci implique que le gradient de température dans la colonne gazeuse est faible et que l'on a le droit d'admettre l'hypothèse d'un échauffement uniforme.

Nous étudierons successivement les résultats obtenus en flux constant, puis en flux modulé.

B - Etude en flux constant.

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que la variation de température du gaz au cours du temps, à partir de l'instant, pris comme origine, où on éclaire le gaz, est de la forme :

$$\Delta\theta = \theta - \theta_o = \Delta\theta_e \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right) \right]$$

avec

$$\Delta\theta_e = T_m \left(\frac{I_a}{mc}\right) \qquad (92)$$

$$T_m = \frac{mc}{h}$$

θ_o est la température initiale du gaz,

I_a l'intensité de rayonnement absorbé,

T_m la constante de temps macroscopique.

Nous avons vu, également, qu'il résulte de cette variation de température une variation de la tension maximale entre les électrodes du quartz récepteur, telle que :

$$\Delta E = E_r - E_{ro} = \Delta E_e \left[1 - \exp \left(- \frac{t}{T_m} \right) \right]$$

et

$$\Delta E_e = - p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_e \qquad (93)$$

La pente à l'origine de la courbe $E_r = f(t)$ est donnée par la relation :

$$\left(\frac{\partial E_r}{\partial t} \right)_{t=o} = - p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \frac{I_a}{mc} \qquad (94)$$

p_{L_o} étant la pente de la frange, soit $\left(\frac{\partial E_r}{\partial L} \right)$ au point d'abscisse L_o.

De plus, la frange initiale, d'ordre $k = L_o / \left(\frac{\lambda}{2} \right)$ est déplacée quand l'équilibre est établi, d'une distance ΔL_e telle que :

$$\Delta L_e = \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_e \qquad (95)$$

Le terme $\frac{I_a}{mc}$ exprime la variation de température $\Delta\theta$/sec que subirait le gaz, par unité de temps, en l'absence de pertes.

Nous nous sommes proposé de vérifier ces lois en mesurant expérimentalement, pour une position L_o du récepteur, la variation de tension limite ΔE_e, la pente à l'origine $\left(\frac{\partial E_r}{\partial t} \right)_{t=o}$ de la courbe $E_r = f(t)$ ainsi que le déplacement limite ΔL_e de la frange choisie, quand on soumet le gaz à un rayonnement d'intensité absorbée I_a connue. La formule (94) permet de calculer le terme $\frac{I_a}{mc}$. On comparera la valeur ainsi obtenue à celle déduite de la mesure directe de I_a. On calculera également la variation de température $\Delta\theta_e$, correspondant à l'équilibre, par deux méthodes différentes qui découlent l'une et l'autre des lois théoriques ci-dessus :

a) à partir du déplacement de la frange ΔL_e (éq. 95).

b) à partir de la variation de tension limite ΔE_e (éq. 93).

Si les valeurs ainsi obtenues, par deux méthodes différentes, pour $\frac{I_a}{mc}$ et $\Delta\theta_e$, sont concordantes, nous pourrons admettre la validité des lois théoriques que nous avons établies, et les utiliser pour en déduire la constante de temps macroscopique T_m par la relation :

$$\left[T_m = \frac{\Delta\theta_e}{I_a/mc} \right]$$

Les expériences comportent deux types de mesures.

a) Dans une première série, on choisit une position du quartz récepteur, définie par un espacement L_o des quartz.

On mesure la tension E_{r_o} aux bornes du récepteur, puis on démasque la source de rayonnement et on mesure la nouvelle valeur E_{r_e} de la tension E_r, après que l'équilibre soit établi (le temps nécessaire à l'établissement de cet équilibre est inférieur à 1 seconde). On répète ensuite les mêmes mesures, en faisant varier l'espacement L de façon à explorer la totalité de la frange choisie. On représente alors graphiquement les deux franges obtenues, selon que le gaz est éclairé ou non. Sur le graphique, on mesure le déplacement ΔL_e du maximum de la frange considérée, ainsi que la pente p_L de cette frange aux points d'inflexion.

b) Dans une seconde série de mesures, on choisit comme position du quartz récepteur celle qui correspond à un point d'inflexion de la frange, observée en l'absence de rayonnement. On étudie à l'oscillographe cathodique la variation de la tension E_r en fonction du temps, à partir de l'instant où le gaz reçoit le rayonnement. Pour cette série d'expériences l'amplificateur BF de sortie est supprimé.

On photographie la courbe qui apparaît sur l'écran de l'oscillographe au moment où on démasque la source, le déclenchement de l'obturateur précédant d'une fraction de secondes l'éclairement (figure 25).

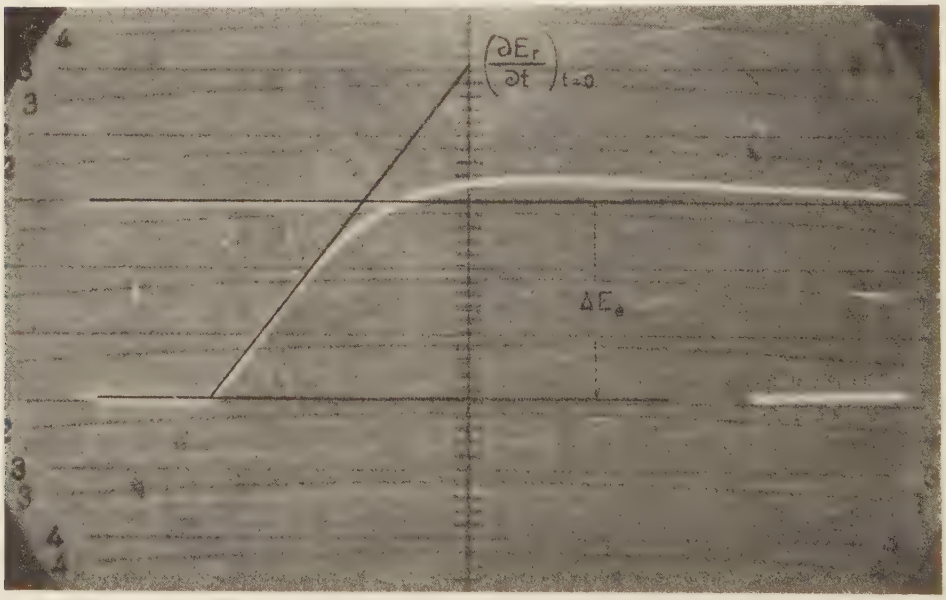

Figure 25

Sur le cliché, on mesure la variation de tension à l'équilibre ΔE_e, donnée par l'asymptote de la courbe $E_r = f(t)$ et la pente à l'origine de cette courbe, soit le terme $\left(\frac{\partial E_r}{\partial t}\right)_{t=o}$.

Ces deux séries de mesures ont été effectuées en faisant varier les conditions expérimentales, de façon à étudier séparément l'influence de chacun des paramètres qui interviennent dans les formules théoriques.

1/ Influence de l'intensité du rayonnement.

L'interféromètre renfermant du propane pur sous une pression de une atmosphère, on fait varier l'intensité I_o du rayonnement incident. On mesure cette intensité I_o, ainsi que l'intensité transmise, d'où l'on déduit l'intensité I_a absorbée par le volume utile du gaz.

Pour chaque valeur de I_a, on effectue les deux séries de mesures décrites ci-dessus.

On calcule d'abord le rapport $\frac{I_a}{mc}$ à partir de la pente à l'origine de la courbe $E_r(t)$ (éq. 94), et on trace la courbe $\left(\frac{I_a}{mc}\right)$ calculée en fonction des valeurs mesurées de I_a (figure 26 a). On obtient une droite dont la pente devrait être égale à $\left(\frac{1}{mc}\right)$. Dans cette hypothèse, la valeur ainsi trouvée pour la capacité calorifique du gaz soumis au rayonnement, est :

$$mc = 0,0257 \pm 0,0012 \text{ joules.degrés}^{-1}$$

Or, la valeur que nous avions adoptée, compte tenu du volume gazeux considéré, était 0,0252 joules.degrés^{-1}. L'accord est donc assez satisfaisant pour que nous admettions cette valeur de la capacité calorifique du propane, sous pression normale, pour les expériences ultérieures.

Nous considérerons également comme valable la valeur adoptée pour le volume gazeux qui intervient dans les phénomènes étudiés.

Par ailleurs, on peut déterminer la variation de température à l'équilibre $\Delta\theta_e$ par les deux méthodes dont nous disposons (éq. 93 et 95) et comparer les résultats obtenus par ces deux méthodes. La figure 26 b montre que la concordance est, sinon excellente, du moins suffisante pour qu'on puisse considérer comme valables les lois théoriques utilisées pour les calculs. On peut tracer alors la courbe représentant $\Delta\theta_e$ en fonction du rapport $\frac{I_a}{mc}$. On obtient une droite dont la pente doit représenter la constante de temps macroscopique soit $T_m = 0,40$ sec $\pm$ 0,10 (figure 27 a).

2/ Influence de la capacité calorifique du gaz.

On étudie d'abord le propane pur sous pression réduite, en maintenant constante l'intensité du rayonnement incident. Pour chaque pression, on mesure l'intensité transmise, d'où l'on déduit l'intensité absorbée, et le rapport $\left(\frac{I_a}{mc}\right)$ mesuré.

On calcule alors, pour chaque pression, la valeur de ce même rapport $\left(\frac{I_a}{mc}\right)_{calculé}$, déduite des mesures électriques (éq. 94) et on compare ces deux séries de valeurs (figure 27 b).

L'accord entre les valeurs mesurées et calculées est satisfaisant, compte tenu des erreurs expérimentales, estimées de l'ordre de 20 %.

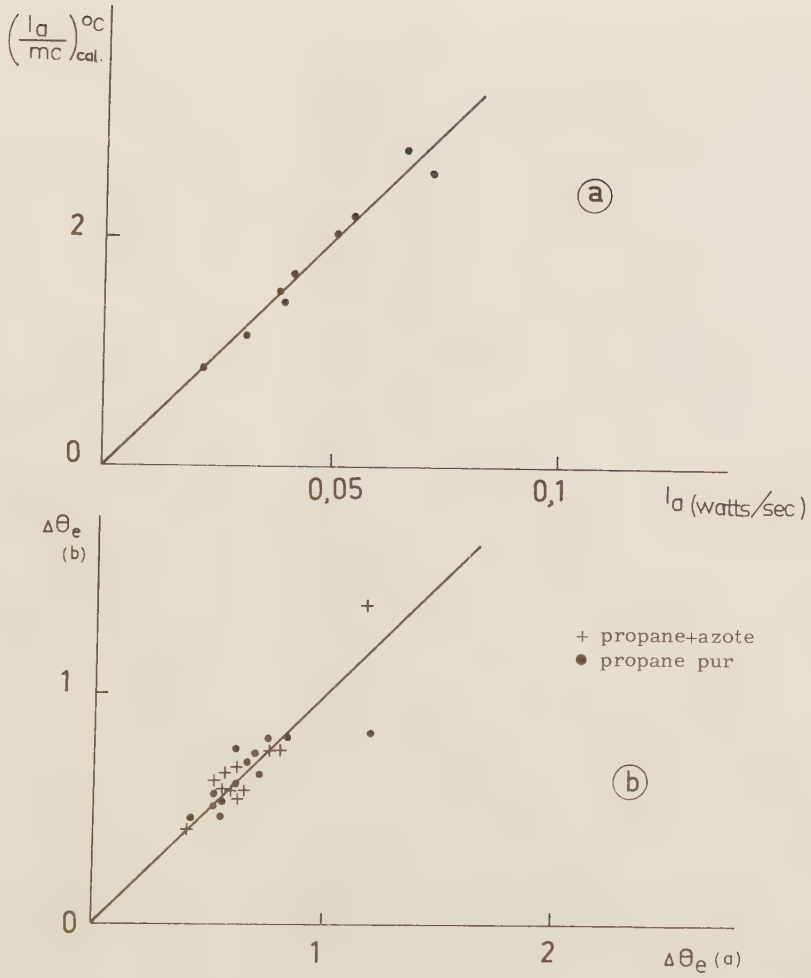

Figure 26

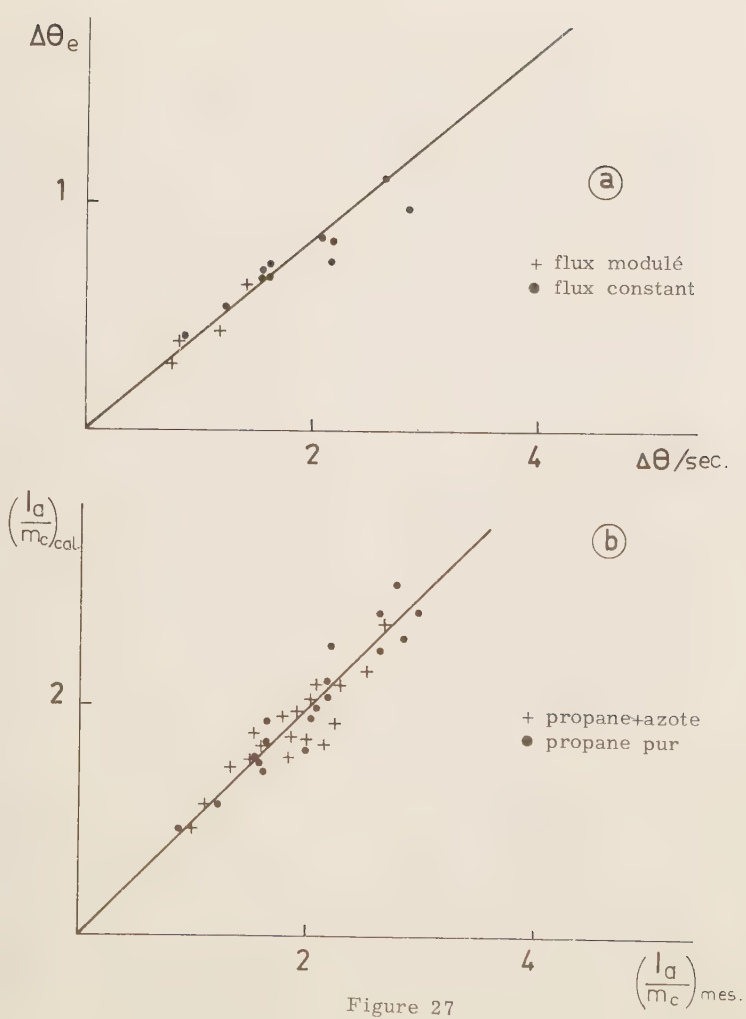

Figure 27

On réalise ensuite des mélanges, en proportions connues, de propane et d'azote. Ce gaz ne possédant pas de bandes d'absorption dans le domaine infrarouge, il n'intervient, dans les expériences, que par sa capacité calorifique.

Les valeurs adoptées pour la densité ρ et la chaleur spécifique de l'azote, à 20°C et sous 1 atmosphère, sont :

$$\rho = 1,165 \text{ kg m}^{-3}$$

$$c = 0,736.10^{3} \text{ joules.degrés}^{-1}\text{.kg}^{-1}$$

d'où :

$$(mc)_{o\lambda} = 0,00805 \text{ joules.degrés}^{-1}.$$

Nous avons donc répété, avec ces mélanges de propane et d'azote, les mêmes expériences et les mêmes mesures qu'avec le propane pur.

Nous avons comparé, de la même manière (figure 27 b), les valeurs obtenues pour le rapport $\frac{I_a}{mc}$, par mesure directe de l'énergie absorbée d'une part, par le calcul à partir des mesures électriques, d'autre part. Ici encore, l'accord entre ces deux séries de valeurs est satisfaisant, compte tenu des erreurs expérimentales.

A titre de vérification, nous avons également calculé, pour chaque expérience, la variation de température limite $\Delta\theta_e$, par les deux méthodes décrites plus haut. Les valeurs obtenues ont été reportées sur la figure 26 b. Elles sont en bon accord.

Les lois théoriques, établies d'après la seule hypothèse d'une élévation de température dans le gaz, semblent donc être vérifiées, quantitativement, par l'expérience, dans le cas où l'intensité du rayonnement incident est constante dans le temps. Nous allons voir qu'il en est de même lorsque cette intensité varie périodiquement.

C - Etude en flux modulé.

1/ Etude du régime transitoire. Constante de temps macroscopique.

Nous avons vu dans le chapitre précédent (éq. 61) que, si on soumet le gaz étudié à un flux lumineux modulé selon une loi rectangulaire, la variation de température dans le gaz, à partir de l'instant, pris comme origine, où le gaz reçoit le rayonnement, est de la forme :

$$\Delta\theta = \theta - \theta_o = \Delta\theta_e \left[1 - A \exp\left(-\frac{t}{T_m}\right) \right] + \Delta\theta_m f(t)$$

où

$$\Delta\theta_e = T_m \left(\frac{I_a}{2mc} \right) \qquad (96)$$

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N} \left(\frac{I_a}{2mc} \right)$$

N est la fréquence de modulation du rayonnement. Le terme $\frac{I_a}{2mc}$ représente la variation de température moyenne $\Delta\theta$/sec qui se produirait dans le gaz, par unité de temps, en l'absence de pertes.

f(t) est une fonction périodique du temps dont la forme dépend du facteur ωT_m. Si on a $\omega T_m >> 1$, f(t) représente sensiblement la fonction triangle d'amplitude unité. Dans ces mêmes conditions, le coefficient numérique A est très voisin de 1. Cette condition sera toujours réalisée dans nos expériences.

De cette variation de température doit résulter une variation de tension entre les électrodes du quartz récepteur, donnée par l'équation (81) que nous rappelons ici :

$$\Delta E = E_r - E_{r_o} = \Delta E_e \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_m} \right) \right] + \Delta E_m f(t) \qquad (97)$$

où

$$\Delta E_e = - p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_e$$

$$\Delta E_m = - p_{L_o} \cdot \frac{L_o}{2\theta_o} \cdot \Delta\theta_m \qquad (98)$$

θ_o, L_o et p_{L_o} représentent respectivement la température initiale du gaz, l'espacement des quartz et la pente $\frac{\partial E_r}{\partial L}$ de la frange au point considéré.

Afin de vérifier ces lois et de montrer la continuité entre les phénomènes observés en flux constant et les signaux observables en flux modulé, nous avons répété, en modulant le rayonnement infrarouge à très basse fréquence ($5 < N < 10$ Hz) les expériences décrites précédemment. La figure 28 représente la loi de variation de la tension aux bornes du récepteur, visualisée sur l'écran cathodique, à partir de l'instant où on soumet le gaz au rayonnement. On observe bien une courbe exponentielle moyenne, à laquelle se superpose une composante périodique de forme triangulaire et de fréquence N, conformément à l'équation (97).

Sur cette courbe, on peut mesurer, non seulement la variation de la tension moyenne ΔE_e, comme on l'a fait en flux constant, mais également l'amplitude maximale ΔE_m de la variation de tension périodique, de part et d'autre de la valeur moyenne.

Si, par ailleurs, on repère la même frange, selon que le gaz est soumis ou non au rayonnement modulé, on observe un déplacement ΔL_e de cette frange comme lors des expériences en flux constant. De la mesure de ΔL_e, on déduit la variation de température limite $\Delta\theta_e$.

Si on détermine également la pente aux points d'inflexion de cette frange, on peut calculer, à partir des équations (98) d'une part la température moyenne d'équilibre du gaz, soit θ_e telle que :

$$\theta_e = \theta_o + \Delta\theta_e$$

d'autre part l'amplitude $\Delta\theta_m$ de la variation périodique de température, de part et d'autre de cette valeur moyenne.

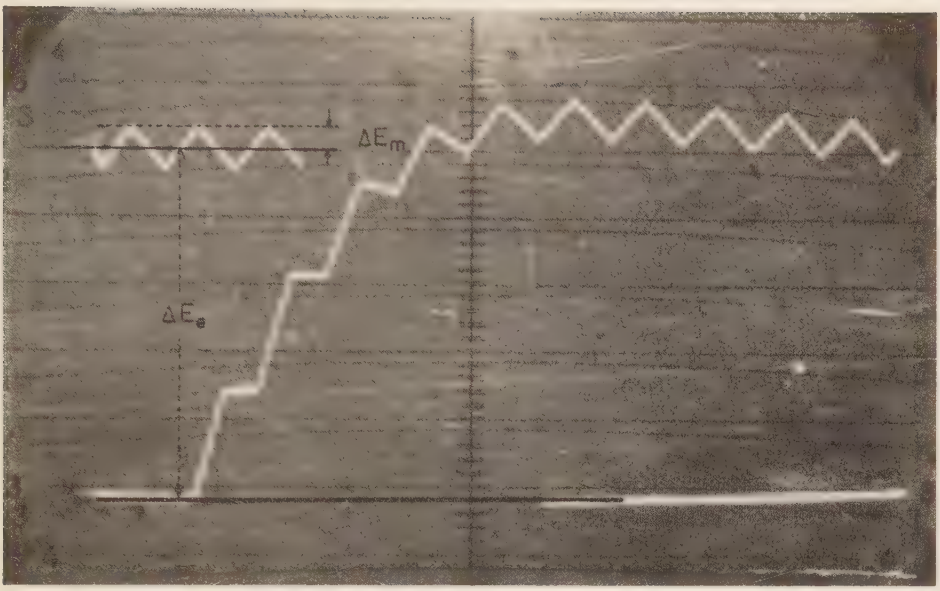

Figure 28

Ces expériences ont été faites dans le propane pur, à pression normale, pour des fréquences de modulation différentes. Dans chaque cas, nous avons mesuré directement l'intensité du rayonnement incident et l'intensité transmise par l'interféromètre, de façon à connaître l'intensité absorbée par le gaz. Il faut noter, cependant, que la thermopile de mesure, qui reçoit ici un rayonnement modulé, nous donne directement la valeur moyenne, soit $\frac{I_o}{2}$, de l'intensité incidente. La capacité calorifique du gaz est connue. Nous l'avons choisie égale à celle adoptée dans les mesures à flux constant, afin que la constante de temps macroscopique ne soit pas modifiée.

La figure 29 montre que les valeurs de $\Delta\theta_m$, calculées par l'équation 98, sont en bon accord avec les valeurs obtenues par mesure directe de l'intensité du rayonnement absorbé (éq. 96).

On vérifie, de même, que les valeurs obtenues pour la température d'équilibre du gaz, soit à partir du déplacement ΔL_e de la frange considérée, soit d'après la mesure de la variation de tension ΔE_e, sont en bon accord.

On vérifie également que ces valeurs satisfont à la relation :

$$\Delta\theta_e = T_m \left(\frac{I_a}{2mc}\right)$$

En effet, les valeurs obtenues pour $\Delta\theta_e$, exprimées en fonction de $\left(\frac{I_a}{2mc}\right) = \Delta\theta/\text{sec}$ se placent sur la droite obtenue en flux constant (figure 27 a)

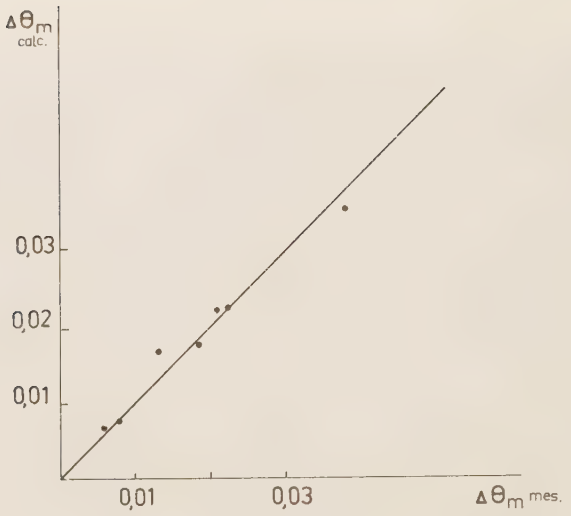

Figure 29

à la même pression, droite dont la pente est la constante de temps macroscopique du gaz.

Il paraît donc prouvé qu'après un régime transitoire de courte durée (quelques dixièmes de seconde), il s'établit, dans le gaz soumis au rayonnement infrarouge modulé, un état stationnaire que nous pouvons définir ainsi :

1/ Le système d'ondes stationnaires ultrasoniques est déplacé par rapport à sa position initiale, sans subir de déformations. Ceci permet de considérer que la température moyenne d'équilibre θ_e est sensiblement uniforme dans tout le volume utile du gaz.

La mesure du déplacement ΔL_e du maximum d'une frange donnée, par rapport à la position initiale L_o du même maximum, permet de déterminer la température moyenne d'équilibre par les relations :

$$\theta_e = \theta_o + \Delta\theta_e$$
$$\Delta\theta_e = \frac{2\theta_o}{L_o}.\Delta L_e \qquad (99)$$

Cette température d'équilibre dépend de l'intensité I_a du rayonnement absorbé par le gaz, et de la constante de temps macroscopique T_m de ce gaz, selon la relation :

$$\Delta\theta_e = T_m \left(\frac{I_a}{2mc}\right)$$

2/ La tension moyenne entre les électrodes du quartz récepteur se stabilise à une valeur d'équilibre constante E_{r_e}.

3/ La tension maximale entre les électrodes du quartz récepteur varie périodiquement au cours du temps, de part et d'autre de la valeur moyenne E_{r_e}. L'amplitude maximale ΔE_m de cette variation dépend du point de fonc-

tionnement choisi. Si ce point de fonctionnement est l'un des points d'inflexion du système de franges, observé quand l'équilibre est établi, et si la fréquence de modulation est relativement basse, on a :

$$\Delta E_m = - p_{L_e} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \Delta\theta_m \qquad (100)$$

L_e est l'espacement des quartz correspondant au point de fonctionnement choisi, p_{L_e} la pente de la frange considérée en ce point.

$\Delta\theta_m$ représente l'amplitude maximale de la variation de température du gaz de part et d'autre de la valeur moyenne θ_e. On peut donc déterminer $\Delta\theta_m$, d'après l'équation ci-dessus, après avoir mesuré L_e, p_{L_e} et ΔE_m.

4/ Si la fréquence de modulation choisie est telle que $N \gg \frac{1}{2\pi T_m}$, on a la relation :

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N}\left(\frac{I_a}{2mc}\right) = \frac{\Delta\theta_e}{4NT_m}$$

dans laquelle $\Delta\theta_m$ et $\Delta\theta_e$ sont déjà connus.

On peut en déduire la constante de temps macroscopique du gaz, T_m :

$$T_m = \frac{\Delta\theta_e}{4N\Delta\theta_m} \qquad (101)$$

L'état d'équilibre thermique du gaz, soumis à un rayonnement infrarouge modulé, étant ainsi défini, nous n'étudierons dans la suite de ce travail, que les phénomènes périodiques. Pour toutes les expériences ultérieures, l'amplificateur BF de la chaîne électronique sera mis en circuit et nous imposera de travailler à des fréquences de modulation supérieures à 30 Hz, car il répond mal aux fréquences inférieures à cette limite.

2/ Etude du "signal carré"

L'étude théorique du rôle du quartz récepteur a montré qu'une variation de température du gaz, exprimée par une loi triangulaire en fonction du temps, entraîne une modulation de fréquence de la pression acoustique sur le quartz récepteur. De cette modulation de fréquence doit résulter, entre les électrodes du récepteur, une variation de tension périodique, de forme rectangulaire, et d'amplitude $\Delta E_{(\Omega)}$ telle que (éq. 87).

$$\Delta E_{(\Omega)} = p_{\Omega_o} \cdot \Delta\Omega \qquad (102)$$

p_{Ω_o} est exprimé par l'équation :

$$p_{\Omega_o} = P_{r_e}\left(\frac{\partial k_r}{\partial \Omega}\right)_{\Omega=\Omega_o} \qquad (103)$$

Ω_o est la pulsation HF, P_{r_e} la pression acoustique moyenne sur le quartz récepteur et k_r le facteur qui définit la courbe de résonance de ce quartz récepteur. $\Delta\Omega$ est l'amplitude de la modulation de fréquence, donnée par l'équation (84) soit :

$$\Delta\Omega = -\left(\frac{I_a}{2mc}\right)\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta}$$

où

$$\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta} = -\frac{\Omega_o}{V_o}\cdot\frac{L_e}{2\theta_e}\left[\frac{\sinh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda}+b\right)+\frac{\alpha}{2\pi}\sin 2\left(\frac{2\pi L}{\lambda}+a\right)}{\cosh 2\left(\frac{\alpha L}{\lambda}+b\right)-\cos 2\left(\frac{2\pi L}{\lambda}+a\right)}\right]$$

Si le point de fonctionnement choisi, défini par un espacement L_e des quartz, correspond au sommet d'une frange, le terme $\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta}$ est maximal et tel que :

$$\frac{\Delta\Phi_p}{\Delta\theta} = -\frac{\pi}{\theta_e}\left(\frac{L_e}{\lambda}\right)\coth\left(\frac{\alpha L}{\lambda}+b\right)$$

d'où

$$\Delta\Omega = 2\pi\left(\frac{L_e}{\lambda/2}\right)\cdot\coth\left(\frac{\alpha L}{\lambda}+b\right)\cdot\frac{1}{4\theta_e}\left(\frac{I_a}{2mc}\right) \qquad (104)$$

Nous nous sommes proposé de vérifier quantitativement la validité de ces lois.

Les expériences ont été faites dans le propane pur sous pression normale. La méthode expérimentale est la suivante :

On détermine d'abord la variation de température $\Delta\theta_m$ à partir de la mesure du signal triangulaire, comme nous venons de l'exposer (éq. 100). La fréquence de modulation doit être choisie assez basse pour que l'influence du quartz récepteur sur la forme des signaux soit négligeable. Nous avons adopté N = 50 Hz.

A titre de contrôle, on mesure également l'intensité du rayonnement reçu et transmis par l'interféromètre, d'où l'intensité absorbée I_a. On détermine la valeur du rapport $\frac{I_a}{2mc}$ directement (la capacité calorifique étant connue) et par la relation :

$$\frac{I_a}{2mc} = 4N\Delta\theta_m$$

Pour une même énergie absorbée par le gaz, deux paramètres déterminent l'amplitude prévue théoriquement pour le signal carré et doivent être également mesurés.

a) le terme $\coth\left(\frac{\alpha L}{\lambda}+b\right)$

Nous avons vu (équations 47) que l'on a la relation :

$$\coth\left(\frac{\alpha L}{\lambda}+b\right) = \frac{E_M}{E_m}$$

E_M et E_m représentent les valeurs de la tension HF entre les électrodes du quartz récepteur, placé respectivement au sommet ou au minimum d'une frange. Ces deux grandeurs sont donc directement mesurables pour une frange donnée, à chaque fréquence HF choisie :

b) Le terme p_Ω

On peut l'exprimer sous la forme :

$$\frac{p_\Omega}{E_{r_e}} = \frac{1}{k_r(\Omega)} \cdot \frac{\partial k_r(\Omega)}{\partial \Omega}$$

où

$$k_r(\Omega) = \frac{k_{r\,(max)}}{\left[1 + \left(\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}}$$

soit

$$\frac{p_\Omega}{E_{r_e}} = \frac{-1}{2\pi\,(\Delta f_r/2)} \cdot \frac{\left[\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right]}{1 + \left[\frac{f - f_R'}{\Delta f_r/2}\right]^2} \qquad (105)$$

Ce facteur $\frac{p_\Omega}{E_{r_e}}$ n'est accessible directement à l'expérience que si les fréquences de résonance des deux quartz sont très éloignées l'une de l'autre. Nous avons vu que dans ce cas, et dans ce cas seulement, la pression acoustique qui s'exerce sur le récepteur peut être considérée comme indépendante de la fréquence HF choisie. La courbe de réponse à la fréquence du quartz récepteur, $E_r = f(\Omega)$, reproduit alors la courbe de résonance de ce quartz, tout au moins en première approximation.

Les expériences consistent à étudier une même frange, en fonction de la fréquence HF, dans tout le domaine correspondant à la courbe de résonance du quartz récepteur. Pour chaque fréquence, on mesure E_m, E_M, et l'amplitude $\Delta E_{(\Omega)}$ du signal carré, observé au sommet de la frange choisie. On détermine ainsi les facteurs $\coth\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right)$ et $p_\Omega \simeq \left(\frac{\partial E_M}{\partial \Omega}\right)$. Les formules (102) et (104) permettent alors de calculer l'amplitude $\Delta E_{(\Omega)}$ prévue théoriquement pour le signal carré, en fonction de la fréquence HF. On comparera ces valeurs théoriques aux valeurs expérimentales obtenues.

Ces expériences ont été répétées avec plusieurs valeurs d'intensité de rayonnement incident et dans plusieurs domaines de fréquence, utilisant différentes zones de résonance des quartz. L'accord est satisfaisant entre les valeurs théoriques et expérimentales. Nous en donnerons ici deux exemples.

La figure 30 représente la courbe de réponse à la fréquence du quartz récepteur, ainsi que les valeurs expérimentales et théoriques du rapport $\frac{\Delta E_{(\Omega)}}{E_{r_e}}$ en fonction de la fréquence HF, dans un domaine de fréquence ne renfermant pas la zone de résonance du quartz émetteur. p_Ω a été ici déterminé par la pente $\frac{\partial E_r}{\partial \Omega}$ de la courbe expérimentale $E_r = f(\Omega)$. Les valeurs numériques utilisées sont les suivantes :

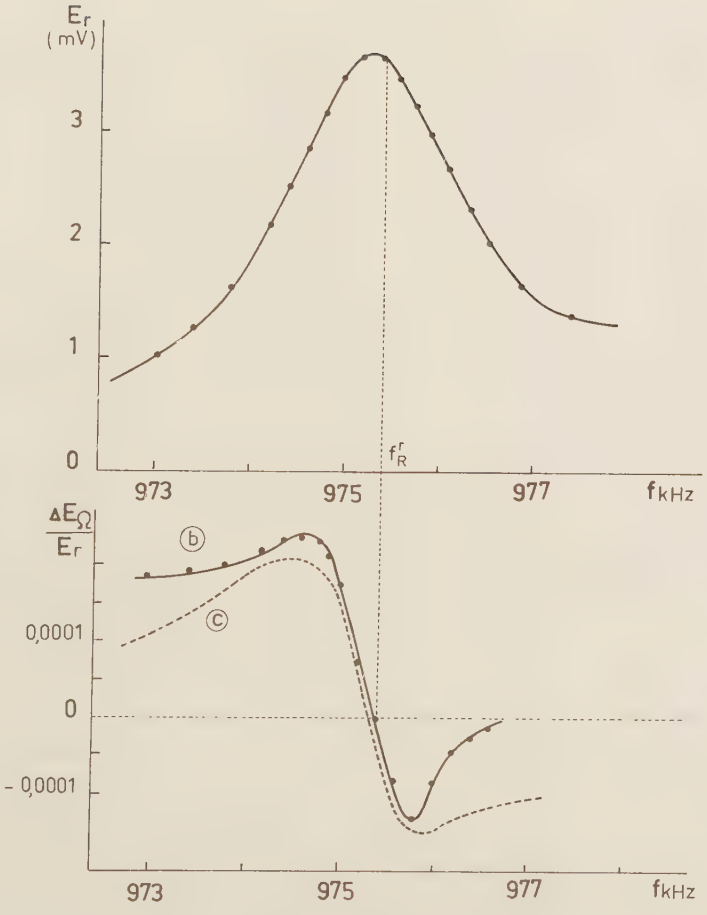

Figure 30

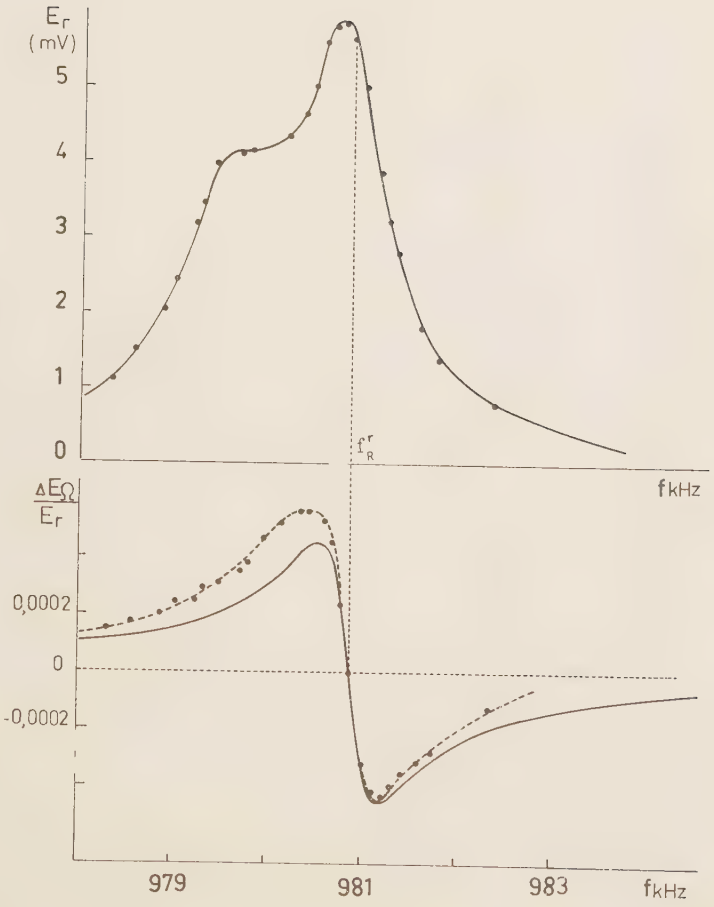

Figure 31

$$\frac{I_a}{2mc} = 0°68$$

$$\frac{L_e}{\lambda/2} = 82$$

$$\coth\left(\frac{\alpha L}{\lambda} + b\right) \simeq 5,9$$

soit

$$\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \simeq 0,27 \text{ Hz}$$

L'accord entre les deux séries de valeurs expérimentales (courbe b) et théoriques (courbe c) n'est pas excellent mais les ordres de grandeur et les lois de variation en fonction de la fréquence sont cependant comparables.

La figure 31 représente les mêmes grandeurs étudiées dans un domaine de fréquence où les zones de résonance des deux quartz se recouvrent. Nous avons, ici, déterminé le facteur p_Ω, non plus à partir de la courbe de réponse expérimentale, mais d'après l'équation théorique 105. L'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales est ici très satisfaisant pour les fréquences les plus éloignées de la fréquence propre de l'émetteur. Il est beaucoup moins bon dans la zone de recouvrement des deux courbes de résonance. Mais l'ordre de grandeur des deux séries de valeurs, expérimentales et théoriques, est cependant comparable ; nous pourrons considérer comme valable l'hypothèse formulée sur l'origine du signal carré observé.

Ce signal carré ne sera pas utilisé directement dans la suite de ce travail, mais il nous permettra de déterminer avec une excellente précision la fréquence de résonance du quartz récepteur.

3/ Etude du signal triangulaire.

Les expériences exposées précédemment ont permis de vérifier les lois théoriques que nous avions établies, appliquées au cas où la fréquence de modulation du rayonnement est très basse. Cette restriction permettait de négliger l'influence de la bande passante du quartz récepteur, sur la forme et l'amplitude des signaux observés. Pour compléter notre étude expérimentale des phénomènes résultant de l'absorption du rayonnement par le gaz choisi, nous allons étudier le signal triangulaire observé, en fonction de la fréquence de modulation, tous les autres paramètres étant maintenus constants.

Les équations 90 et 91 permettent de prévoir, d'une part, l'amplitude maximale ΔE_{exp} du signal périodique observable, d'autre part le déphasage φ entre la composante fondamentale de ce signal et celle du signal reproduisant la variation du flux lumineux incident.

En ce qui concerne l'amplitude du signal, on a, avec une approximation acceptable :

$$\Delta E_{exp} \simeq \Delta E_m \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{N}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}} \qquad (106)$$

où

$$\Delta E_m = - p_{L_e} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \Delta\theta_m$$

$$\Delta\theta_m = \frac{1}{4N} \cdot \frac{I_a}{2mc} \qquad (107)$$

En ce qui concerne le retard de phase φ du signal on a les relations :

$$I_{fond} = a_o \frac{I_o}{2} \sin \omega t$$

et

$$\Delta E_{fond} = A_o \Delta E_{exp} \sin (\omega t - \varphi) \qquad (108)$$

où

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + \varphi_r (N) \qquad (109)$$

$$\varphi_r (N) = \text{arctg} \left(\frac{N}{\Delta f_r / 2} \right) \qquad (110)$$

Δf_r représente, dans ces équations, la largeur de la courbe de résonance du quartz récepteur.

Nous nous sommes proposé de vérifier, expérimentalement, que l'amplitude et le retard de phase du signal triangulaire dépendent du rapport $\left(\frac{N}{\Delta f_r / 2} \right)$, conformément aux équations (106) et (109). Nous étudierons séparément l'influence des deux facteurs N et Δf_r.

La méthode expérimentale est la suivante :

La fréquence de fonctionnement des quartz est choisie égale à la fréquence de résonance du quartz récepteur utilisé.

L'équilibre macroscopique étant établi dans le gaz, soumis à un rayonnement modulé d'intensité moyenne constante, on repère une frange donnée et on fixe ensuite le quartz récepteur à l'un des points d'inflexion de la frange considérée. Nous choisirons celui pour lequel la pente de la frange est positive.

Le signal triangulaire observable à la sortie de la chaîne d'amplification est injecté, simultanément, à l'entrée d'un voltmètre électronique et d'un phasemètre.

Le signal de référence fourni par la cellule au sulfure de plomb, et qui reproduit la variation du flux lumineux en fonction du temps, est injecté à la seconde entrée du phasemètre.

Le voltmètre donne, par lecture directe, l'amplitude du signal observé après amplification. On pourra en déduire le signal ΔE_{exp} entre les électrodes du quartz, compte tenu du gain de la chaîne électronique à la fréquence BF choisie.

Le principe du phasemètre est tel que l'on obtient, par lecture directe,

le déphasage entre les fondamentaux des signaux qu'il reçoit. Il faut noter cependant que, dans le retard de phase ainsi mesuré pour le signal triangulaire, interviennent tous les déphasages introduits par les circuits électroniques extérieurs au quartz récepteur. Nous les exprimerons par un terme unique φ_{elec}. Entre le retard de phase mesuré Φ_{exp} et le retard de phase prévu théoriquement par l'équation (109), on aura donc la relation :

$$\Phi_{exp} = \varphi + \varphi_{elec} = \frac{\pi}{2} + \varphi_r(N) + \varphi_{elec}$$

L'expérience consiste à faire varier la fréquence de modulation du rayonnement et à noter, pour chaque fréquence, l'amplitude ΔE_{exp} et le retard de phase Φ_{exp} du signal triangulaire observé.

Pour interpréter les résultats, il est commode d'introduire un terme $\Delta\theta_{exp}$, défini par l'équation :

$$\Delta E_{exp} = - p_{L_e} \cdot \frac{L_e}{2\theta_e} \cdot \Delta\theta_{exp} \qquad (111)$$

Entre cette quantité et la variation de température vraie $\Delta\theta_m$, on a la relation :

$$\Delta\theta_{exp} = \beta_N \Delta\theta_m$$

où

$$\beta_N = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{N}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}} \qquad (112)$$

La pente p_{L_e} de la frange, au point de fonctionnement choisi, a été déterminée au préalable, ainsi que l'espacement des quartz L_e. On peut donc calculer le terme $\Delta\theta_{exp}$ correspondant à chacune des valeurs mesurées.

La largeur Δf_r de la courbe de résonance du quartz récepteur a également été déterminée, au préalable, par la méthode de la "crevasse", décrite dans la première partie de ce travail.

On peut donc calculer, pour chaque fréquence, le terme correctif β_N d'où l'on déduit la variation de température vraie $\Delta\theta_m$.

On peut également calculer le retard de phase $\varphi_r(N)$ introduit par le quartz. On en déduit pour chaque fréquence le terme $\Phi_{corrigé}$ tel que :

$$\Phi_{corrigé} = \Phi_{exp} - \varphi_r(N)$$

Si les équations (106) et (109) sont valables, les courbes représentant les variations de $\Delta\theta_m$ et de $\Phi_{corrigé}$, en fonction de la fréquence de modulation, doivent être indépendantes de la surtension du quartz récepteur.

Pour vérifier ce résultat prévu par la théorie, nous avons répété l'expérience décrite ci-dessus en utilisant différentes zones de résonance des quartz. L'intensité du rayonnement incident est maintenue constante pour toutes les expériences.

Les figures 32 et 33 représentent les résultats obtenus avec deux des quartz étudiés. Les courbes de résonance de ces deux quartz sont nettement différentes et définies par leur largeur : $\Delta f_r = 600$ pour le quartz (a), $\Delta f_r = 1200$ pour le quartz (b).

La figure 32 exprime les variations de $\Delta\theta_{exp}$ et de $\Delta\theta_m$ déterminées par la méthode exposée ci-dessus (éq. 111 et 112), en fonction de $\frac{1}{N}$.

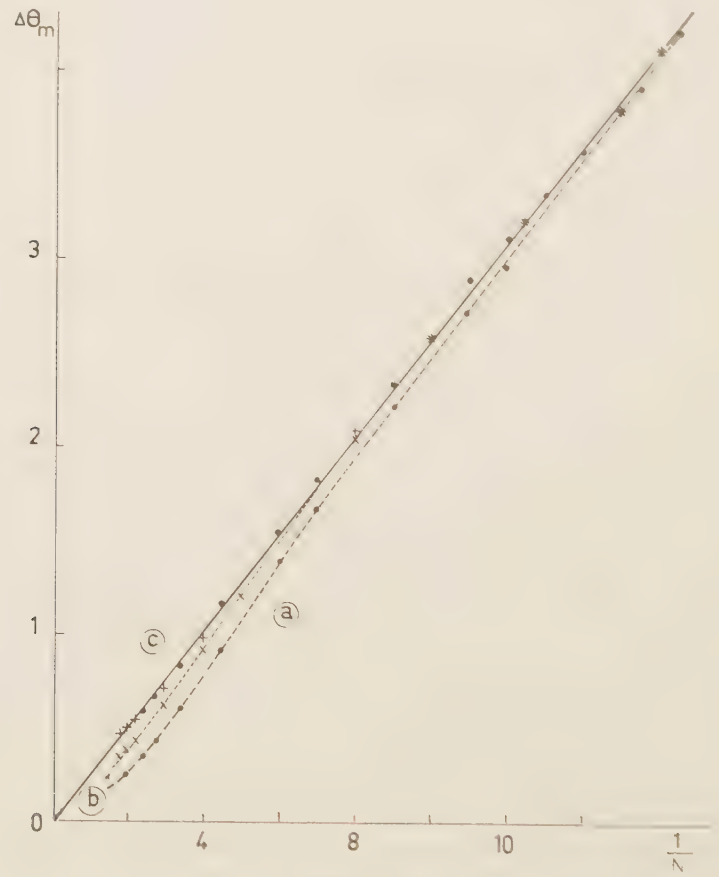

Figure 32

Les valeurs obtenues pour $\Delta\theta_m$, avec les deux quartz sont en bon accord . elles varient, comme le prévoit l'équation (107), selon une loi linéaire en $\frac{1}{N}$. Les deux séries de points correspondants se placent sur une droite unique (courbe c). Les valeurs obtenues pour $\Delta\theta_{exp}$ avec les deux quartz sont, au contraire, différentes (courbes a et b). L'écart entre la courbe expérimentale et la droite théorique en $\frac{1}{N}$, est d'autant plus grand que la courbe de résonance du quartz récepteur utilisé est étroite. Cet écart tend vers zéro quand la fréquence de modulation tend vers zéro, conformément à l'équation (106).

La figure 33 représente, de même, le retard de phase du signal mesuré expérimentalement avec les deux quartz étudiés, en fonction de la fréquence de modulation. Comme le prévoit l'équation (109), ce déphasage croît avec la fréquence de modulation, d'autant plus rapidement que la courbe de résonance du quartz récepteur utilisé est étroite (courbes a et b). Nous avons représenté également les valeurs obtenues pour la quantité $\Phi_{corrigé} = \Phi_{exp} - \varphi_r(N)$ dans chacune des deux séries de mesures. On voit que les points correspondants se placent sur une courbe unique. Cette quantité est donc indépendante de la courbe de résonance du quartz récepteur utilisé, conformément aux prévisions théoriques.

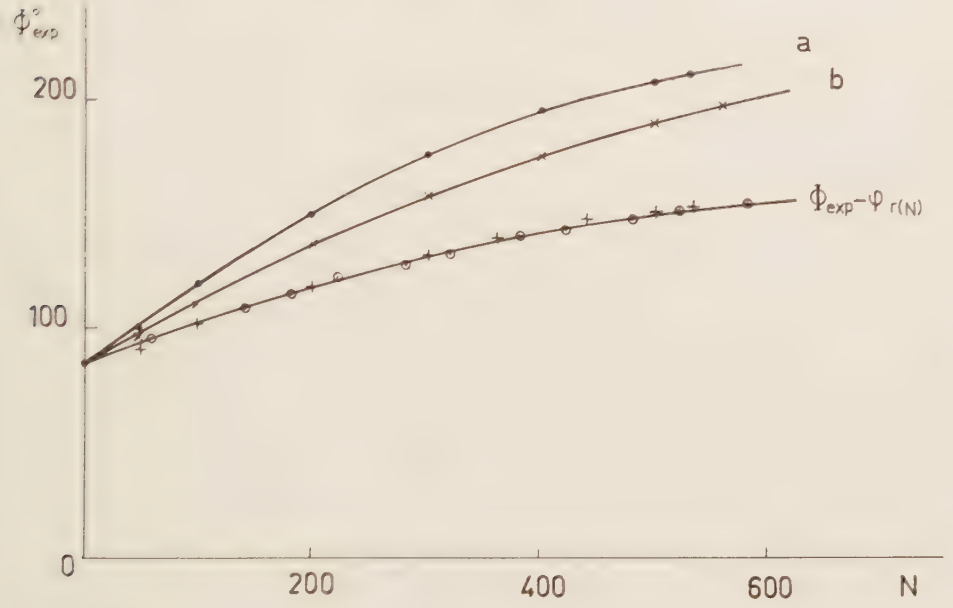

Figure 33

En conclusion, nous pouvons donc considérer que l'expérience vérifie entièrement les lois théoriques que nous avons établies. Les phénomènes observés ne dépendent que de la variation de température subie par le gaz soumis au rayonnement infrarouge modulé.

Compte tenu des corrections de distorsion et de déphasage que nous avons analysées, la mesure du signal observé entre les électrodes du quartz récepteur permettra donc d'étudier les variations de température dans un gaz donné absorbant un rayonnement infrarouge.

TROISIÈME PARTIE

POSSIBILITÉS DE MESURE DES TEMPS DE RELAXATION VIBRATIONNELS DES GAZ

INTRODUCTION

Nous venons d'étudier les variations périodiques de température subies par un gaz, contenu dans l'interféromètre ultrasonique utilisé, et soumis à un rayonnement infrarouge modulé. Les lois reliant ces variations de température et les variations de tension qui en résultent entre les électrodes du quartz récepteur ont été établies et vérifiées.

Mais nous n'avons considéré jusqu'ici qu'un gaz en équilibre thermique de Boltzmann à chaque instant.

Cette hypothèse n'est valable que si les échanges d'énergie entre les degrés de liberté externes (translation et rotation) et internes (vibration) des molécules sont instantanés. Or, ces échanges d'énergie ne peuvent se produire qu'au cours des chocs subis par les molécules.

La probabilité pour qu'une molécule excitée subisse, par collision, une transition vibrationnelle ou rotationnelle définit une constante de temps microscopique du processus d'échange d'énergie. C'est le temps de relaxation du niveau excité considéré.

La probabilité de transition par collision est très voisine de 1 pour les niveaux rotationnels et le temps de relaxation de ces niveaux est très petit (de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-10} sec). Il n'en est pas toujours de même pour les niveaux vibrationnels.

Nous donnerons d'abord les équations théoriques qui régissent les transferts d'énergie entre les degrés de liberté internes et externes des molécules.

Nous montrerons que l'existence d'un temps de relaxation non nul, au cours de ces tranferts, semble être décelable par l'étude des phénomènes analysés dans la seconde partie de ce travail.

Nous exposerons enfin les mesures effectuées dans l'oxyde de carbone et les résultats obtenus.

CHAPITRE I

PROCESSUS MICROSCOPIQUE D'ÉCHAUFFEMENT D'UN GAZ SOUMIS A UN RAYONNEMENT INFRAROUGE MODULÉ

I - TRANSFERTS D'ENERGIE DANS UN GAZ

On considère un gaz contenu dans une enceinte à volume constant et, initialement, en équilibre de Boltzmann à une température T_o. Soit $\mathcal{N}$ le nombre total de molécules par unité de volume.

L'énergie cinétique moyenne de translation, par unité de volume, est donnée par la relation :

$$\varepsilon_{tr} = \frac{3}{2} k \mathcal{N} T_o$$

Pour définir l'énergie de vibration, nous nous limiterons au cas où le gaz est constitué de molécules diatomiques. Ces molécules ne possèdent qu'un seul mode normal de vibration, de fréquence ν. Si on ne tient pas compte de l'anharmonicité de la vibration, les niveaux d'énergie vibrationnels sont équidistants, l'énergie du niveau v étant $\left(v + \frac{1}{2}\right) h\nu$.

Le nombre de molécules dans l'état d'énergie v est donné par l'équation de Boltzmann, soit, dans les conditions que nous avons admises :

$$n_v = n_o \exp\left[- \frac{vh\nu}{kT_o} \right]$$

n_o étant le nombre de molécules dans l'état fondamental v = 0.

L'énergie de vibration totale par unité de volume est :

$$\varepsilon_{vib} = \sum_v \left(v + \frac{1}{2}\right) h\nu n_v \qquad \text{avec} \qquad \sum_v n_v = \mathcal{N}$$

Le nombre de molécules possédant une énergie de rotation et l'énergie totale de rotation sont donnés par des relations analogues. Mais les énergies de rotation sont beaucoup plus faibles que les énergies de vibration. Pratiquement, à la température ordinaire, l'énergie de rotation par unité de volume du gaz est exprimée par la formule classique, soit, dans le cas des molécules linéaires :

$$\varepsilon_{rot} = k . \mathcal{N} T_o$$

Si une perturbation modifie l'énergie de translation du gaz, le retour à une nouvelle distribution d'équilibre de Boltzmann est défini par une équation de relaxation de la forme :

$$-\frac{d\varepsilon_{vib}}{dt} = \frac{1}{\tau}(\varepsilon_{vib} - \varepsilon^{e}_{vib})$$

ε_{vib} représente la valeur instantanée de l'énergie de vibration, ε^{e}_{vib} la valeur de cette même énergie quand l'équilibre de Boltzmann est rétabli, à une nouvelle température T_e.

τ est le temps de relaxation du mode de vibration considéré. Il dépend des probabilités de transfert d'énergie par collisions.

Soit f_{10} la probabilité de transition du premier niveau vibrationnel v = 1 au niveau fondamental v = 0, par unité de temps ; soit f_{01} la probabilité de la transition inverse. f_{10} et f_{01} sont définis par les relations :

$$f_{10} = P_{10}\ Z_c$$

et

$$f_{01} = f_{10} \exp\left[-\frac{h\nu}{kT}\right]$$

Z_c est le nombre total de collisions subies par une molécule par unité de temps, P_{10} l'efficacité d'une collision pour produire une transition du premier niveau excité au niveau fondamental.

Dans le cas de l'oscillateur harmonique, on obtient [18] :

$$\tau = \frac{1}{f_{10} - f_{01}}$$

Mais, si l'énergie de vibration $h\nu$ est assez élevée, la population des niveaux vibrationnels supérieurs $v > 1$ est très faible, à la température ordinaire. Dans ce cas, seules les molécules dans le premier niveau excité contribuent notablement aux échanges d'énergie vibration-translation. Nous admettrons alors que le gaz peut être considéré comme un système à deux niveaux d'énergie, pour lequel le temps de relaxation diffère de la formule précédente et est donné par la relation [18].

$$\tau = \frac{1}{f_{10} + f_{01}}$$

Le temps de relaxation vibrationnel ainsi défini est celui qui intervient dans les phénomènes de dispersion ultrasonique et d'ondes de choc.

On peut définir de même un temps de relaxation rotationnel, mais tous les auteurs semblent d'accord, tant du point de vue théorique qu'expérimental, pour admettre que les temps de relaxation rotationnels sont très petits, de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-10} sec. [18, 19]. Dans ces conditions, on peut considérer que l'énergie de rotation et l'énergie de translation sont constamment en équilibre de Boltzmann à une température égale à la température de translation T. On a, à chaque instant :

$$\varepsilon = \varepsilon_{tr} + \varepsilon_{rot} = \frac{5}{2} k\mathcal{N}T \qquad (113)$$

Considérons maintenant le cas où le gaz, initialement en équilibre de Boltzmann, est soumis à un rayonnement infrarouge. Les radiations incidentes sont supposées contenues dans le domaine spectral correspondant à la bande d'absorption liée à la transition vibrationnelle du niveau fondamental $v = 0$ au niveau excité $v = 1$. Soient ρ la densité de photons de fréquence ν et n_1 la population du niveau vibrationnel excité $v = 1$ à un instant t.

La variation de n_1 en fonction du temps dépend, non seulement des transitions collisionnelles envisagées précédemment, mais également des transitions radiatives.

Les probabilités de transitions radiatives sont exprimées par les coefficients d'Einstein d'émission spontanée A_{10} et d'émission ou d'absorption induite B_{10} et B_{01}. Ces coefficients satisfont aux relations :

$$B_{10} = B_{01} = B$$

$$A = \frac{8\pi\nu^2}{C^3} B$$

où C est la vitesse de la lumière.

Le nombre total de molécules qui passent de l'état excité à l'état fondamental par transitions radiatives est alors, par unité de temps et de volume :

$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right)_r = - n_1 (A + \rho B) + n_o \rho B$$

Le nombre total de molécules désexcitées par collision est donné par une expression semblable :

$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right)_c = - n_1 f_{10} + n_0 f_{01}$$

où f_{10} et f_{01} sont les probabilités de transition par collision que nous avons définies précédemment.

La population du niveau excité à chaque instant est donc définie par l'équation :

$$\frac{dn_1}{dt} = - (A + \rho B + f_{10}) n_1 + (\rho B + f_{01}) n_0 \qquad (114)$$

Seule est transférée aux degrés de liberté externes, rotation et translation, la fraction d'énergie vibrationnelle perdue par les molécules lors des collisions. L'énergie externe totale ε varie donc en fonction du temps selon la loi :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = - h\nu \left(\frac{dn_1}{dt}\right)_c$$

soit, compte tenu de

$$\mathcal{N} = n_0 + n_1$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = h\nu \left[n_1 (f_{10} + f_{01}) - \mathcal{N} f_{01} \right] \qquad (115)$$

où n_1 est la population instantanée du niveau excité.

Il résulte de cette variation d'énergie externe une variation de température définie par l'équation (113) soit :

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{1}{5/2 k \mathcal{N}} \right) \frac{d\varepsilon}{dt} \qquad (116)$$

Pour déterminer la loi de variation de la température en fonction du temps, quand le gaz est soumis à un rayonnement infrarouge modulé, il faut donc étudier la variation de population du niveau excité, compte tenu d'une densité de photons incidents modulée en fonction du temps.

II - EQUATIONS D'EQUILIBRE EN PRESENCE D'UN RAYONNEMENT INFRAROUGE MODULE -

Le problème a été traité complètement par Kaiser [20]. Nous ne donnerons que les résultats du calcul et nous les utiliserons pour en déduire la variation de température dans le gaz soumis au rayonnement.

La densité de photons est définie en fonction du temps par une loi que nous admettrons sinusoïdale :

$$\rho = \rho_o + \rho'' (1 + \sin \omega t)$$

ou

$$\rho = \rho' + \rho'' \sin \omega t$$

ρ_o est la densité de photons dans l'enceinte à température ambiante et ρ'' l'amplitude de variation périodique de la densité de photons incidents.

Compte tenu de cette loi et de $n_o = \mathcal{N} - n_1$, l'équation (114) s'écrit :

$$\frac{dn_1}{dt} = -\gamma (1 + \alpha \sin \omega t) \left(n_1 - \mathcal{N} \frac{\gamma'}{\gamma} \right) + \mathcal{N} \gamma' (\beta - \alpha) \sin \omega t \qquad (117)$$

où

$$\gamma = 2\rho' B + A + f_{10} + f_{01}$$

$$\gamma' = \rho' B + f_{01}$$

$$\alpha = \frac{2\rho'' B}{\gamma} \qquad \beta = \frac{\rho'' B}{\gamma'}$$

A - Solution à basse fréquence.

a) $\omega = 0$

Quand le rayonnement incident n'est pas modulé, on a immédiatement la solution :

$$n_1 - \mathcal{N}\frac{\gamma'}{\gamma} = \mathcal{C} \cdot e^{-\gamma t}$$

$\mathcal{C}$ étant une constante.

Après une perturbation initiale, la population du niveau excité tend vers une valeur d'équilibre n_1^e telle que :

$$n_1^e = \mathcal{N}\frac{\gamma'}{\gamma} = \mathcal{N}\left[\frac{\rho' B + f_{01}}{2\rho' B + A + f_{10} + f_{01}}\right] \tag{118}$$

avec une constante de temps $\tau_v = \frac{1}{\gamma}$. Cette constante de temps, que nous pouvons appeler constante de temps microscopique du gaz, par opposition à la constante de temps macroscopique étudiée dans la seconde partie de ce travail, n'est pas le temps de relaxation lié aux collisions que nous avons défini précédemment et que nous désignerons par $(\tau_v)_c$. On a en effet :

$$\left(\frac{1}{\tau_v}\right)_c = f_{10} + f_{01}$$

et

$$\left(\frac{1}{\tau_v}\right) = A + 2\rho' B + f_{10} + f_{01} \tag{119}$$

soit

$$\left(\frac{1}{\tau_v}\right) = \left(\frac{1}{\tau_v}\right)_r + \left(\frac{1}{\tau_v}\right)_c$$

$(\tau_v)_r$ est la constante de temps radiative du niveau vibrationnel excité.

Nous dirons que τ_v est la durée de vie du niveau vibrationnel excité ; cette durée de vie est égale au temps de relaxation collisionnel $(\tau_v)_c$ si les probabilités de transitions radiatives sont beaucoup plus faibles que les probabilités de transition par collisions.

b) $\omega\tau_v \ll 1$

C'est le cas que nous avions considéré dans la deuxième partie de ce travail. Le gaz est alors constamment en équilibre de Boltzmann.

En considérant que la population du niveau excité est donnée, à chaque instant, par l'équation (118) dans laquelle on remplace la densité de photons moyenne ρ' par la densité de photons instantanée, on obtient, en se limitant au cas où les variations de $n_1^e(\rho)$ sont faibles :

$$n_1 = n_1^e(\rho') + (\Delta n_1)_m \sin \omega t \tag{120}$$

où

$$n_1^e(\rho') = \mathcal{N}\left[\frac{\rho' B + f_{01}}{2\rho' B + A + f_{10} + f_{01}}\right] \tag{121}$$

$$(\Delta n_1)_m = n_1^e(\beta - \alpha) \tag{122}$$

$$(\beta - \alpha) = \rho''B \frac{A + f_{10} - f_{01}}{(\rho'B + f_{01})\ (2\rho'B + A + f_{01} + f_{10})} \qquad (123)$$

La population du niveau excité varie périodiquement, à la même fréquence que le flux lumineux incident et en phase avec la modulation du rayonnement.

Pour déterminer la variation de température résultant dans le gaz de la variation du nombre de molécules excitées, il suffit d'introduire la valeur de n_1, donnée par l'équation (120), dans les équations (115) et (116), soit :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{h\nu}{5/2\ k\mathcal{N}} \left[n_1(f_{10} + f_{01}) - \mathcal{N} f_{01}\right]$$

Il vient, en ne considérant que la composante modulée T_{fond} de cette variation de température :

$$T_{fond} = \Delta T_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \qquad (124)$$

avec

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_o}{\omega} \qquad (125)$$

et

$$\Delta T_o = \frac{h\nu \,.\, (f_{10} + f_{01}) \,.\, (\Delta n_1)_m}{(5/2)\ k\mathcal{N}} \qquad (126)$$

Ces équations peuvent être comparées à celles que l'on obtenait d'un point de vue purement macroscopique.

Dans le cas particulier où les probabilités de transitions radiatives sont beaucoup plus faibles que les probabilités de transitions collisionnelles, soit :

$$A \ll f_{10} \qquad \rho B \ll f_{10}$$

on a :

$$n_1^e = \frac{\mathcal{N} \exp[-h\nu/kT]}{1 + \exp[-h\nu/kT]}$$

On retrouve ainsi, pour définir la population du niveau excité, l'équation de Boltzmann appliquée à un gaz à deux états.

Si, de plus, l'énergie du niveau excité est assez élevée, on a également

$$\exp\left[\frac{-h\nu}{kT}\right] \ll 1$$

d'où

$$\Delta T_o = \frac{(\mathcal{N}\rho''B)\ h\nu}{(5/2)\ k\mathcal{N}} \qquad (127)$$

Dans ces conditions, la proportion de molécules excitées étant très faible,

les expressions $(\mathcal{R}\rho''B)\ h\nu$ et $\left(\frac{5}{2}\right)k\mathcal{R}$ représentent respectivement, en première approximation, l'intensité du rayonnement absorbé et la chaleur spécifique par unité de volume du gaz.

On retrouve ainsi une expression identique à celle obtenue par le mode de calcul purement macroscopique. Nos résultats précédents sont donc confirmés :

Si le temps de relaxation du gaz étudié est infiniment petit devant la période de modulation du rayonnement, le gaz est constamment à l'équilibre de Boltzmann. La température varie en fonction du temps selon une loi sinusoidale, en quadrature de phase avec la modulation du flux incident. L'amplitude maximale de variation ΔT_m décroît en raison inverse de la fréquence de modulation quand celle-ci augmente.

B - Solution générale.

L'intégration de l'équation générale (117) conduit à un résultat de la forme :

$$n_1(t) - \mathcal{R}\frac{\gamma'}{\gamma} = \mathcal{R}\frac{\gamma'}{\gamma}\left(\frac{\beta}{\alpha} - 1\right)\left\{1 - \gamma \exp\left[-\gamma\left(t - \frac{\alpha}{\beta}\cos\omega t\right)\right] \int \exp\left[\gamma\left(t\frac{\alpha}{\omega}\cos\omega t\right)\right]dt\right\}$$

L'intégrale qui intervient dans cette équation peut être résolue en utilisant le développement de Sommerfeld

$$\exp\left[-\gamma\frac{\alpha}{\omega}\cos\omega t\right] = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} j^p . J_p\left(j\frac{\gamma\alpha}{\omega}\right) . \exp(jp\omega t)$$

où J_p est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre p. Ce même développement peut être utilisé pour exprimer l'exponentielle qui précède l'intégrale. Compte tenu des propriétés des fonctions de Bessel et à condition que le terme $\frac{\gamma\alpha}{\omega}$ soit beaucoup plus petit que 1, de façon à ce que l'on puisse négliger les termes en $\left(\frac{\gamma\alpha}{\omega}\right)^p$ pour $p > 1$, on obtient, en ne considérant que la composante fondamentale de la variation de n :

$$n_{1\,(fond)} = \frac{(\Delta n_1)_m}{[1 + (\omega\tau_v)^2]^{1/2}} \sin(\omega t - \varphi_v) \qquad (128)$$

où

$$\varphi_v = \text{arctg}\,(\omega\tau_v)$$

$(\Delta n_1)_m$ est donné par la même expression que dans le cas précédent soit :

$$(\Delta n_1)_m = \frac{(\mathcal{R}\rho''B)\ (A + f_{10} - f_{01})}{(2\rho'B + A + f_{10} + f_{01})^2}$$

La condition de validité de ce résultat, soit $\frac{\gamma\alpha}{\omega} \ll 1$ implique que l'on ait :

$$2\rho''B \ll \omega$$

Cette condition est pratiquement toujours satisfaite. Par exemple, on a, dans le cas de l'oxyde de carbone, avec le montage optique dont nous disposons, et compte tenu d'une source à 1000°C : $B = 2,9.10^{-7}$; $2\ \rho''B \simeq 0,1$.

La variation de température résultant de la variation de n_1 est donnée par l'équation (116) dans laquelle on introduit l'expression (128), soit :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{h\nu}{(5/2)k\mathcal{T}}\left[n_{1\,(fond)}.\,(f_{10} + f_{01}) - \mathcal{T}\, f_{01} + cste\right]$$

d'où, en ne considérant que la variation périodique de température :

$$T_{fond} = \Delta T_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2} - \varphi_v\right) \tag{129}$$

avec

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_o}{\omega\left[1 + (\omega\tau_v)^2\right]^{1/2}} \tag{130}$$

$$\Delta T_o = \frac{h\nu.\,(f_{10} + f_{01}).\,(\Delta n_1)_m}{(5/2)\,k\mathcal{T}} \tag{131}$$

Nous arrivons donc ainsi à une conclusion importante :

Si la durée de vie du niveau vibrationnel excité n'est pas négligeable devant la période de modulation du rayonnement incident, la variation périodique de la température n'est plus en quadrature de phase avec la modulation du rayonnement. Pour une même fréquence de modulation, le retard de phase de la variation de température est d'autant plus grand, et l'amplitude maximale de cette variation d'autant plus petite, que la durée de vie du niveau excité est plus grande.

Kaiser obtenait un résultat analogue en étudiant la pression dans le gaz soumis au rayonnement modulé. Son étude avait pour but d'analyser le fonctionnement du "spectrophone", qui a été utilisé par divers auteurs [26, 29] pour mesurer les temps de relaxation vibrationnels des gaz.

Il était permis de penser que notre appareil pouvait être utilisé dans le même but, par l'étude systématique des variations de température dans un gaz soumis à un rayonnement infrarouge.

Nous avons ainsi été amenés à répéter nos expériences, déjà faites dans le propane, avec un autre gaz pour lequel on pouvait prévoir un temps de relaxation vibrationnel non négligeable. Nous avons choisi l'oxyde de carbone auquel plusieurs auteurs [21, 22, 27] accordent un temps de relaxation vibrationnel beaucoup plus grand que celui des autres gaz.

CHAPITRE II

POSSIBILITÉS DE MESURE DES TEMPS DE RELAXATION VIBRATIONNELS DANS LES GAZ

I - PRINCIPE DE LA METHODE

Nous avons montré, dans la seconde partie de notre travail, que les phénomènes observables à la sortie du quartz récepteur de l'interféromètre, étaient directement liés aux variations de température du gaz contenu dans l'appareil et soumis à un rayonnement infrarouge modulé. Les lois, que nous avons établies et vérifiées dans le cas d'un gaz à temps de relaxation nul, peuvent être appliquées intégralement, quel que soit ce temps de relaxation. Il suffit d'y introduire la variation de température définie par les équations (129) et (130).

Quel que soit le gaz étudié, les équations qui permettent de déterminer la variation de température périodique ΔT_m dans le gaz, à partir de l'amplitude maximale ΔE_{exp} du signal triangulaire observé, sont valables.

Nous rappelons ici ces équations :

$$\Delta T_m = -\frac{1}{p_{L_e}} \cdot 2 \frac{T_e}{L_e} \cdot \Delta E_m$$

et

$$\Delta E_m = \frac{\Delta E_{exp}}{\beta_N}$$

β_N est le facteur correctif qui tient compte de la bande passante du quartz récepteur, p_{L_e} est la pente de la frange acoustique considérée au point de fonctionnement choisi, défini par un espacement L_e des quartz, T_e est la température moyenne du gaz soumis au rayonnement.

Si alors on détermine, expérimentalement, la variation de température ΔT_m en fonction de la fréquence de modulation, pour deux gaz dont les temps de relaxation sont très différents, les lois de variations de ΔT_m en fonction de $\frac{1}{N}$, données en toute généralité par l'équation :

$$\Delta T_m = \frac{1}{N} \frac{\Delta T_o}{[1 + (\omega \tau_v)^2]^{1/2}} \qquad (132)$$

seront différentes.

Cette méthode peut permettre de mettre en évidence un temps de relaxation non nul dans le gaz étudié. Elle paraît cependant peu utilisable pour une mesure précise de ce temps de relaxation. Il est préférable d'étudier, non pas l'amplitude du signal triangulaire, observable entre les électrodes du quartz récepteur, mais le retard de phase φ de sa composante fondamentale par rapport à la modulation du rayonnement. Ce retard de phase est exprimé par la relation ;

$$\varphi = \varphi_v + \varphi_r(N) + \frac{\pi}{2} \tag{133}$$

où

$$\varphi_v = \text{arctg}\ (\omega\tau_v) \tag{134}$$

$\varphi_r(N)$ est le déphasage introduit par le quartz récepteur. Ce terme dépend de la fréquence de modulation, mais ne dépend pas du gaz contenu dans l'appareil.

Si donc on étudie la variation de φ en fonction de la fréquence de modulation, avec un même quartz récepteur, pour deux gaz dont les temps de relaxation sont très différents, les courbes obtenues doivent être différentes. Soient $\varphi_o(N)$ la courbe de référence représentant le déphasage en fonction de N dans un gaz à temps de relaxation négligeable, et $\varphi_x(N)$ la courbe observée dans le gaz dont on veut déterminer le temps de relaxation. Soit alors ω_v la pulsation pour laquelle on a :

$$\varphi_x(N) - \varphi_o(N) = \varphi_v = \frac{\pi}{4}$$

on doit pouvoir obtenir le temps de relaxation τ_v par la relation :

$$\tau_v = \frac{1}{\omega_v}$$

II - METHODE EXPERIMENTALE -

A - Mesures préliminaires.

Avant chaque série d'expériences en fonction de la fréquence de modulation du rayonnement, un certain nombre de mesures préliminaires sont indispensables.

1/ Mesure de la largeur de la bande passante du quartz récepteur.

Cette mesure est effectuée par la méthode de la "crevasse" décrite précédemment. La largeur de bande mesurée Δf_r nous permettra de calculer le facteur correctif en amplitude β_N ainsi que le déphasage $\varphi_r(N)$ introduit par le quartz récepteur ; ces facteurs correctifs sont définis par les équations :

$$\beta_N = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{N}{\Delta f_r/2}\right)^2\right]^{1/2}} \tag{135}$$

$$\varphi_r(N) = \text{arctg}\left(\frac{N}{\Delta f_r/2}\right)$$

Rappelons que la largeur de bande Δf_r intervenant dans ces équations est celle du quartz vibrant dans le vide. Si la mesure est faite quand l'appareil renferme le gaz étudié, il faut tenir compte de la charge due au gaz pour corriger la valeur mesurée et en déduire la valeur de Δf_r pour le quartz vibrant dans le vide.

2/ Etude du système de franges acoustiques.

On soumet le gaz absorbant contenu dans l'interféromètre au rayonnement infrarouge modulé à basse fréquence ($N \simeq 30$ à 40 Hz). On règle la fréquence de fonctionnement des quartz de façon à ce qu'elle soit égale à la fréquence de résonance du quartz récepteur utilisé. Nous avons vu qu'il suffit pour cela de choisir comme fréquence de fonctionnement celle qui annule le signal "carré" observable au sommet d'une frange.

On explore alors la frange choisie en mesurant pour chaque valeur de l'espacement L des quartz, la tension H.F aux bornes du quartz récepteur, selon que le gaz est éclairé ou non. On mesure également l'amplitude maximale ΔE_{exp} du signal triangulaire observé en chaque point.

Sur le graphique représentant les deux franges ainsi repérées, on mesure la pente p_{L_e} aux points d'inflexion, et la distance ΔL_e qui sépare les sommets de ces deux franges. On déduit alors de ces mesures la variation de température limite ΔT_e, qui définit la température d'équilibre macroscopique du gaz soumis au rayonnement, ainsi que l'amplitude maximale ΔT_m de la variation périodique de température. On utilise pour cela les relations :

$$\Delta T_e = \left(\frac{2T_e}{L_e}\right) . \Delta L_e \qquad (136)$$

$$\Delta T_m = -\frac{1}{p_{L_e}} . \left(\frac{2T_e}{L_e}\right) . \frac{\Delta E_{exp}}{\beta_N} \qquad (137)$$

Signalons qu'aux fréquences utilisées pour ces mesures préliminaires, le facteur correctif dû au quartz est très voisin de 1.

D'après les équations (61), on peut déduire de ces deux résultats, la valeur de la constante de temps macroscopique τ_m du volume gazeux considéré, soit :

$$\tau_m = \frac{1}{4N} \frac{\Delta T_e}{\Delta T_m}$$

Cette détermination de la constante de temps macroscopique n'est pas fondamentale. Elle permet seulement de s'assurer que la condition $\omega\tau_m \gg 1$ est valable et que, par suite, il nous est permis de ne tenir aucun compte de cette constante de temps macroscopique dans nos équations.

B - Etude en fonction de la fréquence de modulation.

Les mesures préliminaires étant faites, on fixe le quartz récepteur de façon à le placer à l'un des points d'inflexion de la frange choisie et on fait varier la fréquence de modulation du rayonnement.

Pour chaque fréquence, on mesure l'amplitude maximale ΔE_{exp} du signal triangulaire observé. On mesure également le retard de phase Φ_{exp} entre la composante fondamentale de ce signal et celle du signal de référence, fourni par la cellule qui reçoit le rayonnement. Cette mesure est faite à l'aide d'un phasemètre électronique, comme nous l'avons indiqué dans la seconde partie de ce travail.

Les valeurs obtenues pour ΔE_{exp} permettent de calculer l'amplitude de variation de la température ΔT_m (N) à chaque fréquence de modulation, par l'équation (137).

En ce qui concerne le retard de phase du signal triangulaire, mesuré expérimentalement, il faut souligner qu'il dépend de plusieurs facteurs. Si l'équation (133), résultant de l'étude microscopique du processus d'échauffement du gaz étudié, est valable, on doit avoir :

$$\Phi_{exp} = \frac{\pi}{2} + \varphi_v + \varphi_r(N) + \varphi_{elec} \qquad (138)$$

φ_v est le déphasage lié au temps de relaxation vibrationnel dans le gaz étudié ;

$\varphi_r(N)$ est le déphasage introduit par le quartz récepteur. Ce terme ne dépend que du quartz utilisé et de la fréquence de modulation ;

φ_{elec} est le déphasage introduit par les circuits électroniques extérieurs. Il dépend de la fréquence de modulation, mais est absolument indépendant du gaz étudié et du quartz récepteur utilisé.

Le retard de phase dû au quartz est donné à chaque fréquence, par l'équation (135). A partir des valeurs mesurées Φ_{exp} (N) on peut donc calculer un retard de phase corrigé, indépendant du quartz récepteur, et défini à chaque fréquence N par la relation :

$$\Phi_{corrigé}(N) = \Phi_{exp}(N) - \varphi_r(N)$$

D'après l'équation (138), la courbe représentant la variation de ce terme $\Phi_{corrigé}(N)$, en fonction de la fréquence de modulation, est indépendante du gaz étudié, si le temps de relaxation vibrationnel de ce gaz est infiniment petit. Nous désignerons par $\Phi_o(N)$ cette courbe unique que nous utiliserons comme référence.

Si, au contraire, le gaz étudié possède un temps de relaxation non négligeable, la courbe Φ_x (N) représentant les valeurs obtenues dans ce gaz pour $\Phi_{corrigé}$ en fonction de la fréquence N, sera distincte de la courbe de référence. De la comparaison de ces deux courbes, on pourra déduire la valeur du temps de relaxation par la relation :

$$\tau_v = \frac{1}{2\pi N_v}$$

où N_v est la fréquence pour laquelle

$$\Phi_x - \Phi_o = \frac{\pi}{4}$$

C - Importance des corrections liées au quartz récepteur. Précision des mesures.

Afin de déterminer la précision qu'il était possible d'atteindre dans nos mesures de déphasage, nous avons répété de nombreuses fois la même expérience avec le propane sous pression normale.

A titre indicatif, la figure (34) représente les résultats obtenus, en fonction de la fréquence de modulation, lors de quatre expériences effectuées

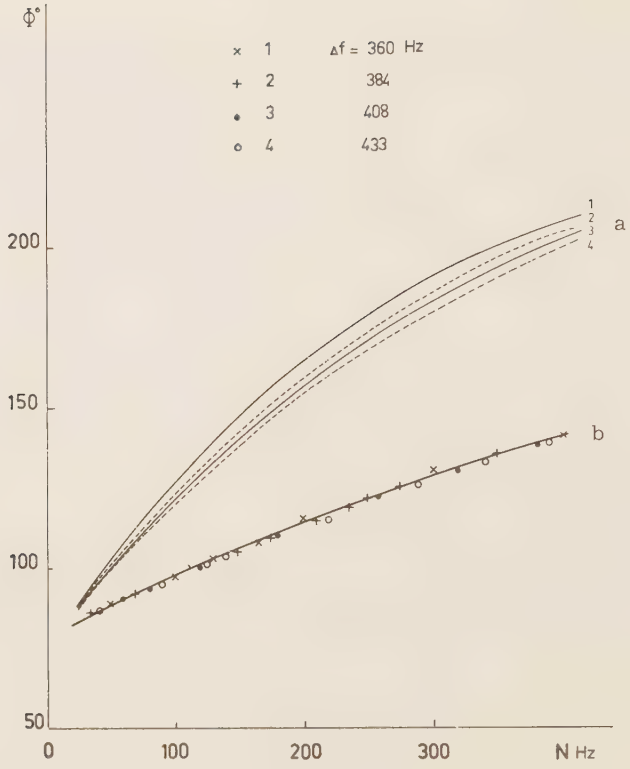

Figure 34

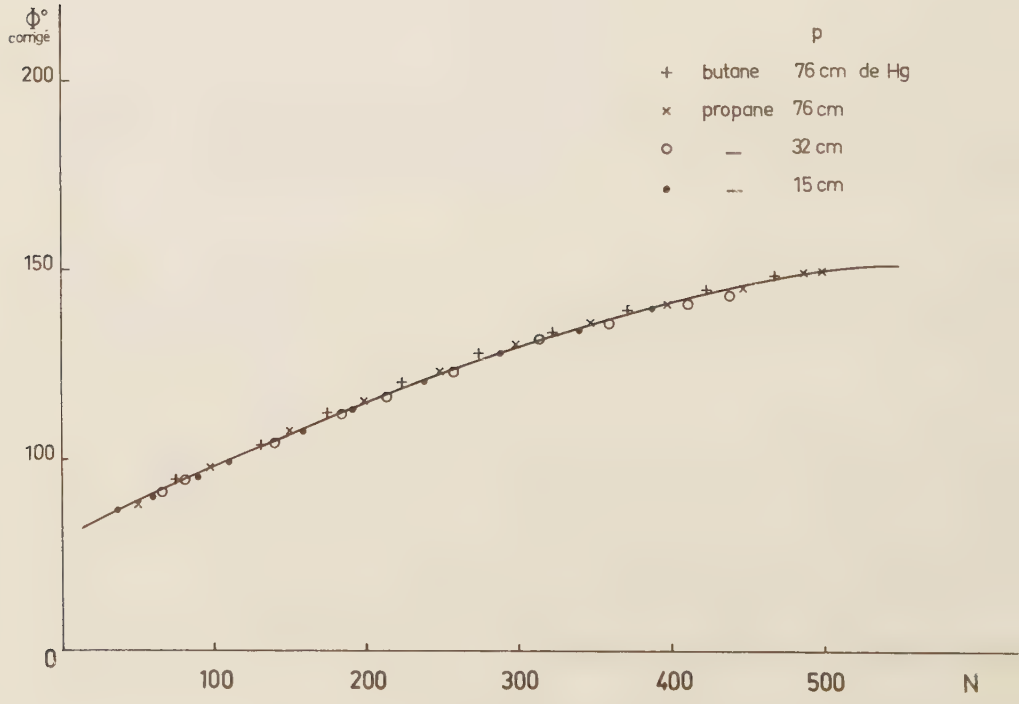

Figure 35

au cours de la même journée, avec le même quartz récepteur, l'appareil ayant été maintenu en fonctionnement permanent.

Les quatre courbes de la famille (a) représentent les valeurs de Φ_{exp}. On voit que ces courbes sont nettement distinctes. Mais les valeurs obtenues pour la largeur de bande Δf_r, avant chacune de ces expériences, sont également différentes. La surtension du quartz varie lentement au cours du temps, comme varie la fréquence de résonance.

La courbe (b) représente les valeurs de $\Phi_{corrigé}$ calculées, pour chacune des quatre séries de mesures, à partir de la valeur correspondante de Δf_r. On voit que les points se regroupent sur une courbe unique sur laquelle l'erreur maximale peut être estimée à ± 2 degrés.

III - RESULTATS OBTENUS

A - Etude des gaz de référence.

Nous avons adopté, comme gaz de référence, le propane et le butane pour lesquels les temps de relaxation vibrationnels sont de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} sec [19].

Nous avons étudié chacun de ces deux gaz sous des pressions différentes, variables de 1 atm. à 0,2 atm. Dans chaque cas, l'expérience a été répétée de nombreuses fois. La figure (35) regroupe l'ensemble des résultats obtenus pour $\Phi_{corrigé}$ en fonction de la fréquence de modulation. Ces résultats sont indépendants du gaz considéré et de la pression choisie. Nous admettrons donc cette courbe comme courbe de référence $\Phi_o(N)$.

B - Etude de l'oxyde de carbone.

Bien que cette étude concerne le premier niveau excité de l'oxyde de carbone, il n'est pas nécessaire de filtrer le rayonnement infrarouge incident pour en limiter le domaine spectral.

Nous avons vérifié en effet que l'absorption dans les domaines autres que celui de la bande fondamentale était absolument négligeable.

Nous avons utilisé de l'oxyde de carbone commercial, fourni à 99,95 % de pureté. Avant remplissage, l'interféromètre a été mis sous vide pendant plusieurs jours, afin d'éliminer au maximum toutes traces d'impuretés résiduelles. Dans le même but, le remplissage de l'appareil a été effectué très lentement en faisant passer l'oxyde de carbone dans deux pièges à azote liquide. Ces expériences ont été répétées plusieurs fois.

Nous avons également étudié le même oxyde de carbone contenant des traces de vapeur d'eau.

La figure 36 regroupe les valeurs obtenues pour $\Phi_{corrigé}$ dans différentes conditions :

La courbe (a) correspond aux résultats obtenus dans le CO purifié, très peu de temps après le remplissage de l'appareil.

La courbe (b) correspond aux résultats obtenus avec le même oxyde de carbone ayant séjourné plusieurs heures dans l'appareil.

La courbe (c) représente $\Phi_{CO}(N)$ mesuré dans l'oxyde de carbone contenant des traces de vapeur d'eau.

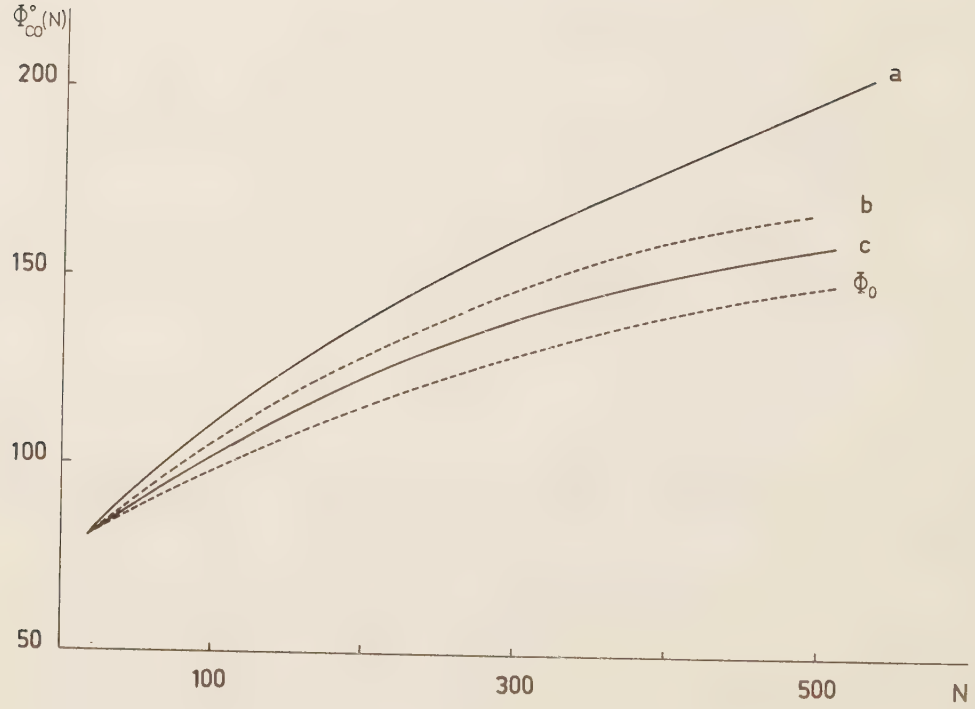

Figure 36

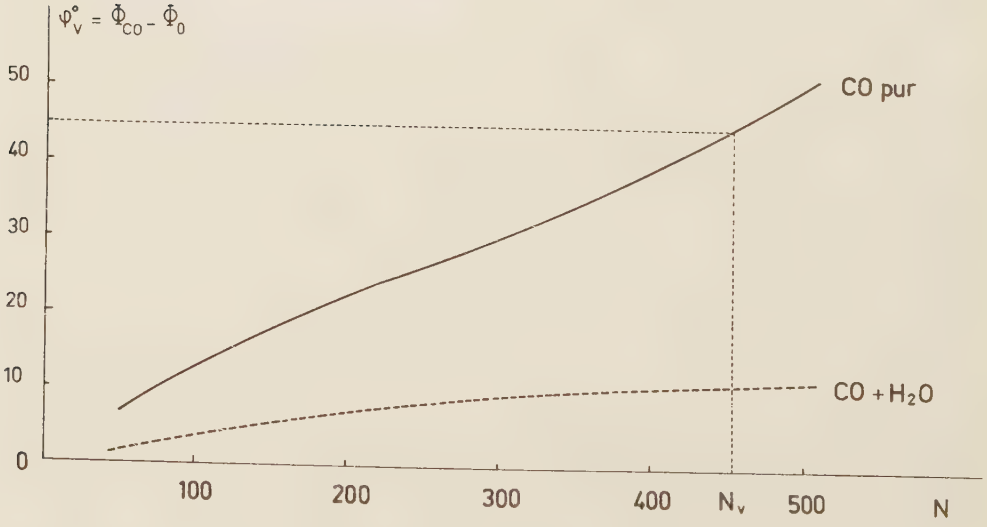

Figure 37

Enfin, à titre indicatif, nous avons reproduit sur la même figure, la courbe de référence $\Phi_o(N)$ déterminée précédemment.

D'après ces courbes, il est absolument indéniable que l'effet attendu se produit dans l'oxyde de carbone. Il est non moins certain que cet effet dépend des impuretés dans le gaz. L'influence de traces de vapeur d'eau est évidente. De plus l'abaissement de la courbe $\Phi_{co}(N)$, observé quand l'oxyde de carbone a séjourné dans l'appareil pendant plusieurs heures, peut également être interprété par l'influence d'impuretés apparaissant dans l'interféromètre, après un certain temps, par désorption des parois.

En comparant les courbes (a) et Φ_o et en considérant comme valables les équations théoriques, on obtient alors (figure 37) :

$$\varphi_v = \Phi_{co}(N) - \Phi_o(N)$$

soit

$$\varphi_v = \frac{\pi}{4} \qquad \text{pour} \qquad N_v = 450 \text{ Hz}$$

d'où

$$\tau_v = 3,5.10^{-4} \text{ sec.}$$

A titre de vérification, nous avons également étudié l'amplitude $\Delta T_m(N)$ de la variation périodique de température, en fonction de la fréquence de modulation.

La figure 38 représente le rapport

$$y = \frac{\Delta T_m(N)}{\Delta T_m(30 \text{ Hz})}$$

en fonction de $\frac{1}{N}.\Delta T_m(N)$ et ΔT_m (30 Hz) représentent les valeurs de ΔT_m à la fréquence N et à la fréquence 30 Hz. Ce rapport est représenté pour les deux séries de mesures faites dans le CO très pur et dans le CO contenant des traces de vapeur d'eau. On voit que ces derniers points se placent sur la droite prévue théoriquement par l'équation (125). Sur la même figure, nous avons porté les points correspondants au rapport y déterminé dans le propane. On voit qu'ils s'alignent avec ceux obtenus pour le CO contenant de la vapeur d'eau.

Nous avons représenté également sur la figure les courbes prévues théoriquement par l'équation (132) soit :

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_o}{N\left[1 + (\omega\tau_v)^2\right]^{1/2}}$$

en donnant à τ_v deux valeurs différentes :

$$\tau_v = 3,5.10^{-4} \text{ sec.}$$

$$\tau_v = 1,6.10^{-4} \text{ sec.}$$

Nos points expérimentaux obtenus pour le CO très pur se placent entre ces deux courbes théoriques.

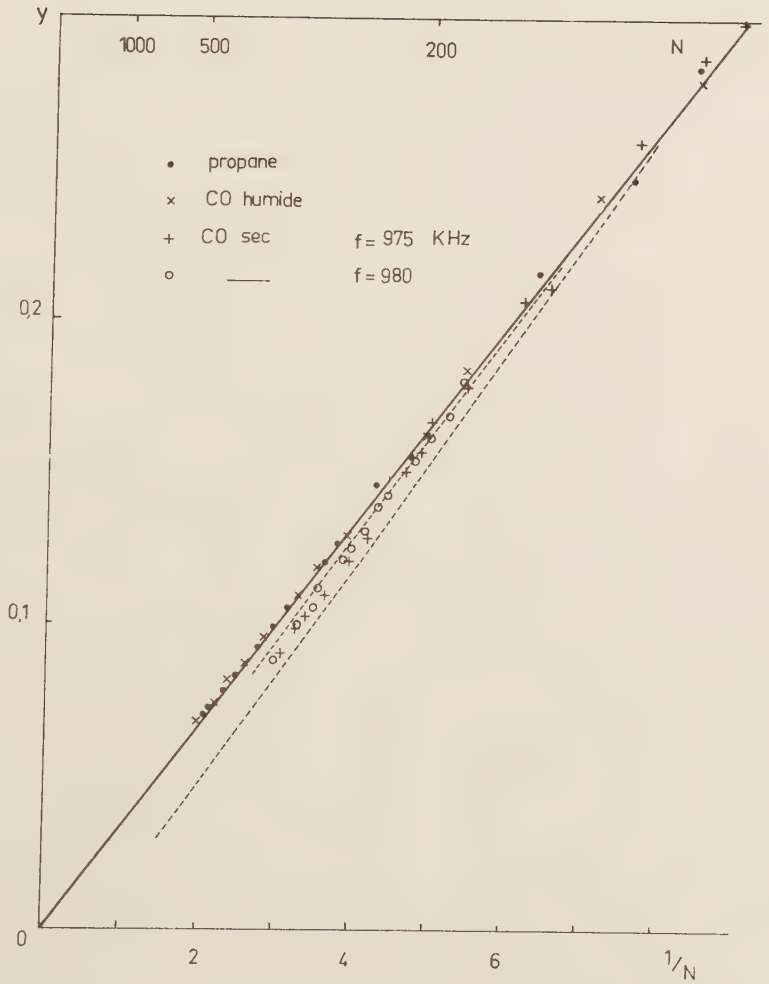

Figure 38

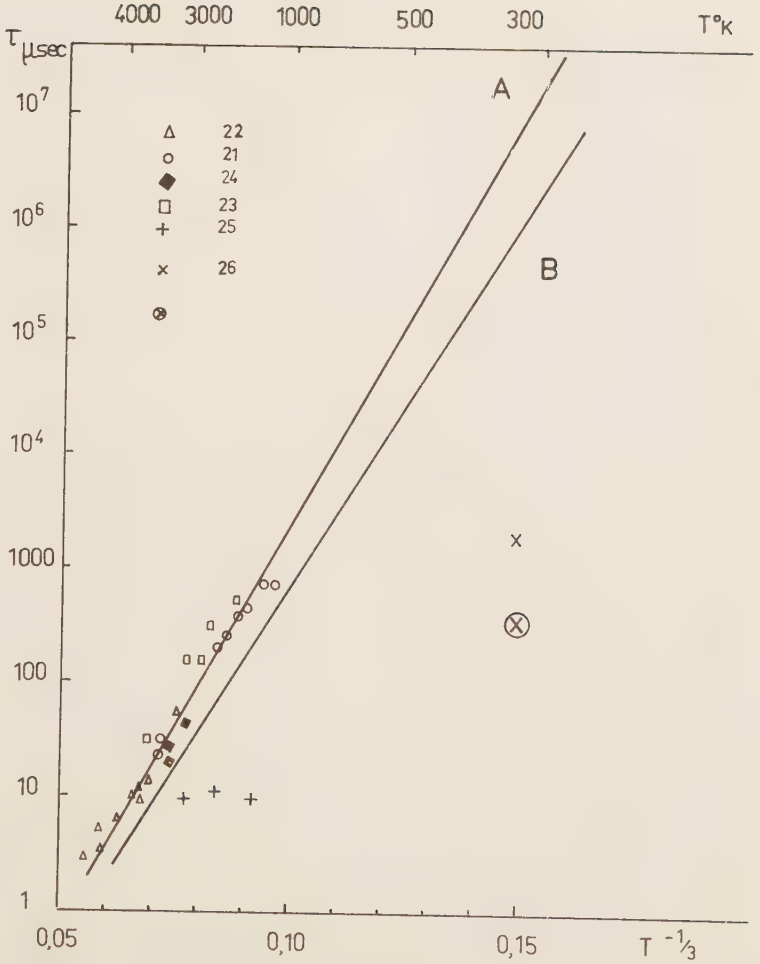

Figure 39

L'étude de l'amplitude des signaux observés semble donc confirmer nos mesures de déphasages et renforcer la validité de nos hypothèses.

Les mesures d'amplitude sont cependant beaucoup moins précises car les signaux deviennent très petits et plus ou moins noyés dans le bruit de fond quand la fréquence augmente.

Nous retiendrons donc le résultat déduit de nos mesures de déphasage soit :

$$\tau_v = 3,5.10^{-4} \text{ sec.}$$

IV - CONCLUSION

Nous allons tenter de comparer ce résultat aux valeurs données par un certain nombre d'auteurs. Les valeurs obtenues par ces auteurs, pour le temps de relaxation de l'oxyde de carbone, sont regroupées sur la figure 39, et exprimées en fonction de $T^{-1/3}$. Les droites A et B représentent les lois théoriques obtenues respectivement par Matthews [22] et Marriott [27] en calculant les sections efficaces de collisions intermoléculaires. Les différentes séries de valeurs expérimentales indiquées sur cette figure ont été obtenues par des méthodes différentes : interférométrie ultrasonique [25], ondes de choc [21, 22, 23, 24]. Toutes ces mesures ont été faites à température élevée (de 1273°K à 5000°K). Une seule mesure a été effectuée à la température ordinaire, par la méthode du spectrophone [26].

La figure 39 montre que, si les mesures faites par les méthodes utilisant les ondes de choc sont cohérentes entre elles, et en assez bon accord avec les lois théoriques, les résultats obtenus par la méthode du spectrophone et par interférométrie ultrasonique s'en écartent considérablement. Notre résultat en est également très éloigné.

Il est probable que malgré toutes les précautions prises, l'oxyde de carbone que nous avons étudié n'était pas rigoureusement pur ; ceci pourrait expliquer la valeur très faible que nous avons trouvée.

Il est possible aussi qu'il faille tenir compte d'un autre facteur.

Si l'extrapolation à température ordinaire des valeurs obtenues à haute température est valable, le temps de relaxation à 300°K devrait être de plusieurs secondes. Ceci signifierait que les collisions intermoléculaires sont très peu efficaces et qu'il faut un nombre considérable de collisions entre molécules pour produire une désexcitation.

Si on admet que $\tau_v \simeq 2$ sec, et compte tenu du nombre total de collisions subies par 1 molécule par unité de temps, sous 1 atm. et à 300°K, soit 5.10^9, il faudrait donc qu'une molécule excitée subisse 10^{10} collisions pour être désexcitée. La probabilité de désexcitation par collision f_{10} serait égale à 0,5.

Or, la probabilité pour qu'une molécule rencontre une paroi pendant l'unité de temps est donnée par la relation :

$$Z_p = \frac{A}{V} \left(\frac{RT}{2\pi M}\right)^{1/2}$$

où A est la surface totale des parois et V le volume de l'enceinte contenant le gaz. Dans le cas du CO et compte tenu des dimensions de notre enceinte (espacement des quartz L $\simeq$ 1 cm) on aurait :

$$Z_p = 2{,}4.10^{4}$$

Si la probabilité de transition par collision avec les parois est grande, ce qui est admis par certains auteurs [28] il n'est pas interdit de penser que, dans ces conditions, les collisions entre molécules et parois seraient la cause première de la désexcitation des molécules. Le temps de relaxation que l'on mesurerait alors serait, en fait, déterminé par les parois et non pas par les chocs intermoléculaires. Ce temps de relaxation devrait être indépendant de la pression.

A l'appui de cette hypothèse, nous avons tenté d'étudier l'oxyde de carbone sous pression réduite. Le domaine d'investigation est évidemment assez limité, car la bande fondamentale du CO est peu intense. Les signaux deviennent très petits quand la pression diminue. Nous avons cependant fait varier la pression entre 1 atm. et 1/2 atm. sans observer de variation notable du temps de relaxation mesurable.

Il semble, en outre, que nous ayions observé que le déphasage mesuré augmente quand on augmente l'espacement L des quartz, c'est-à-dire le volume gazeux utilisé. Nous n'avons pu cependant, faire de mesures systématiques en fonction du volume, car pour L trop grand, l'échauffement du gaz était moins uniforme. Notre montage actuel se prête mal à ce genre d'expériences.

En tout état de cause, notre résultat actuel ne peut être donné que sous toutes réserves.

Il semble indispensable que des mesures systématiques soient faites, d'abord à des températures différentes comprises entre 300°K et 1500°K, de façon à faire le lien avec les mesures à haute température par ondes de choc, ensuite en fonction des dimensions de l'enceinte. Dans tous les cas, il est indispensable que l'on puisse travailler avec un gaz extrêmement pur.

Il faudrait pour cela que l'enceinte puisse être dégazée très soigneusement par chauffage et mise sous vide secondaire, ce que notre appareillage actuel ne permet pas.

Un nouvel appareil construit spécialement dans ce but et utilisant les méthodes que nous venons d'exposer pourrait sans doute permettre de telles études systématiques.

CONCLUSION

Nous rappellerons, pour terminer, les conclusions auxquelles nous sommes parvenu.

Dans la première partie de ce travail, nous avons décrit et étudié systématiquement l'interféromètre ultrasonique à deux quartz que nous avons réalisé. Cet interféromètre peut fonctionner dans un domaine de fréquence qui s'étend de 930 à 1030 kHz.

En utilisant les équations fondamentales d'un quartz piézoélectrique vibrant en épaisseur, nous avons explicité la tension mesurable aux bornes du quartz récepteur en fonction des divers paramètres dont elle dépend : constantes électromécaniques des quartz utilisés, fréquence de vibration choisie, espacement des quartz et constantes de propagation des ultrasons dans le gaz étudié.

Les lois théoriques établies ont été vérifiées expérimentalement. Nous avons étudié tout particulièrement la courbe de réponse à la fréquence du quartz récepteur et la méthode de mesure expérimentale des paramètres qui la définissent, c'est-à-dire la fréquence de résonance et la surtension de ce quartz.

Nous avons également exposé la méthode de mesure des constantes de propagation des ultrasons dans le gaz. Afin de déterminer les possibilités de l'appareil, nous avons mesuré la vitesse et le coefficient d'absorption des ultrasons dans l'azote, le gaz carbonique et le propane. Nos résultats pour N_2 et CO_2 sont en bon accord avec ceux de précédents auteurs. La précision obtenue est de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} pour la vitesse et de 5.10^{-2} pour le coefficient d'absorption. Les mesures qui ont été faites dans le propane, en fonction de la pression, semblent faire apparaître une faible dispersion acoustique.

Nous avons montré, par ailleurs, qu'il était possible d'utiliser l'interféromètre selon deux montages électriques différents. Le premier de ces montages est classique : le quartz récepteur joue le rôle de détecteur d'amplitude de la pression acoustique. Dans le second montage, le même quartz récepteur est utilisé en détecteur d'amplitude et de phase de la pression acoustique qu'il subit. Il suffit pour cela d'appliquer à ce quartz une tension de référence d'amplitude constante, de même fréquence et en phase avec la tension d'attaque de l'émetteur. Nous avons comparé les performances de ces deux montages en vue de mesurer les constantes de propagation des ultrasons dans les gaz. Nous avons montré que le montage nouveau à quartz récepteur "excité" améliorait très notablement la précision des mesures dans un milieu gazeux à forte absorption acoustique, comme le gaz carbonique par exemple.

Dans la seconde partie de ce travail, nous avons décrit et interprété les phénomènes que nous avons mis en évidence, en soumettant à un rayonnement infrarouge modulé le gaz contenu dans l'interféromètre.

Nous avons d'abord étudié les équations d'équilibre thermique du gaz soumis au rayonnement, en supposant que les échanges d'énergie entre degrés de liberté externes et internes du gaz étudié étaient instantanés.

Nous en avons déduit la variation de température dans le gaz en fonction du temps, quand le rayonnement incident est modulé selon une loi rectangulaire.

Nous avons établi théoriquement et vérifié expérimentalement que cette variation de température suffit à expliquer les phénomènes observés. Ces phénomènes donnent lieu à deux types de "signaux électriques" proportionnels l'un et l'autre à l'intensité du rayonnement absorbé par le gaz.

- L'un de ces signaux reproduit exactement la forme rectangulaire de la modulation du flux lumineux incident. Il est maximal au sommet des franges acoustiques. Son amplitude est indépendante de la fréquence de modulation du rayonnement et dépend de la fréquence de vibration des quartz. Elle est nulle si cette fréquence est égale à la fréquence de résonance du quartz récepteur.

Nous avons montré que ce signal était dû à une modulation de fréquence de la pression acoustique subie par le quartz récepteur. Cette modulation de fréquence résulte uniquement de la variation périodique de température qui se produit dans le gaz absorbant le rayonnement.

- Le second signal électrique observable reproduit la forme triangulaire de la variation périodique de température dans le gaz. Il est maximal aux points d'inflexion des franges acoustiques et nul aux extrêmums de ces franges. Son amplitude ne dépend pas de la fréquence de vibration des quartz, mais elle varie en raison inverse de la fréquence de modulation du rayonnement.

Ce signal triangulaire ne peut être observé à l'état pur que si le signal rectangulaire est nul, c'est-à-dire si la fréquence de vibration des quartz est égale à la fréquence de résonance du quartz récepteur.

Nous avons montré que ce signal résultait d'une modulation d'amplitude de la pression acoustique, due uniquement à la variation de température du gaz qui absorbe le rayonnement.

Par suite de l'existence de bandes latérales liées à cette modulation d'amplitude, le quartz récepteur déforme les signaux et introduit un déphasage entre ces signaux et la variation de température qui en est la cause. Ces déformations et ce déphasage dépendent du rapport $\left(\frac{N}{\Delta f_r}\right)$ où N est la fréquence de modulation du rayonnement et Δf_r la largeur de la bande passante du quartz récepteur.

Les lois théoriques qui expriment l'amplitude et le retard de phase du signal triangulaire, compte tenu des facteurs correctifs liés au quartz récepteur, ont été établies et vérifiées expérimentalement. Ces lois permettent de déterminer la variation de température dans le gaz soumis au rayonnement, à partir des signaux électriques observés.

Cette méthode a été appliquée dans la troisième partie de ce travail, au cas où les échanges d'énergie entre degrés de liberté internes et externes du gaz étudié ne sont pas instantanés.

Nous avons d'abord explicité les équations de transferts d'énergie dans un gaz soumis à un rayonnement infrarouge. L'existence d'un temps de relaxation vibrationnel τ_v pour le mode de vibration excité par le rayonnement, introduit un retard de phase φ_v entre les composantes fondamentales de la modulation du rayonnement et de la variation de température qui en résulte dans le gaz. Ce retard de phase croit avec la fréquence de modulation et est égal à $\frac{\pi}{4}$ si $\omega\tau_v = 1$. L'amplitude de la variation de température dépend également du temps de relaxation. Elle est d'autant plus petite que τ_v est plus grand, pour une même fréquence de modulation.

Nous avons étudié expérimentalement, en fonction de la fréquence de modulation, les lois de variation de l'amplitude et du retard de phase de la variation de température dans différents gaz. Nous avons montré que, pour le propane et le butane, dont les temps de relaxation vibrationnels sont infiniment petits (10^{-8} à 10^{-9} sec) devant la période de modulation, le déphasage mesuré était indépendant du gaz étudié, c'est-à-dire lié uniquement à l'appareil lui-même. Avec l'oxyde de carbone, au contraire, nous avons mis en évidence un retard de phase beaucoup plus grand, à fréquence de modulation égale. Ce retard de phase, propre à ce gaz, semble pouvoir être dû à l'existence, dans l'oxyde de carbone, d'un temps de relaxation vibrationnel non négligeable. Ceci est confirmé par le fait que ce retard de phase s'annule dès que des traces d'impuretés, et en particulier de vapeur d'eau, sont introduites dans le gaz étudié.

En appliquant les formules théoriques qui relient ce retard de phase au temps de relaxation, nous avons obtenu :

$$\tau_v = 3,5.10^{-4} \text{ sec.}$$

Cette valeur est très inférieure à celle que laissent prévoir, pour le mode de vibration fondamental du CO, l'extrapolation à température ordinaire des mesures effectuées, à haute température, par différents auteurs utilisant la méthode des ondes de choc.

Deux hypothèses ont été avancées pour rendre compte de ce résultat. D'une part, notre montage actuel ne permet pas d'éliminer complètement toute trace d'impuretés. D'autre part, certains auteurs, et, en particulier Millikan, semblent admettre que les chocs avec les parois de l'enceinte contribuent à désexciter les molécules et peuvent ainsi limiter le temps de relaxation.

Ces hypothèses demandent à être vérifiées par des mesures systématiques en fonction de la température, des dimensions de l'enceinte et des impuretés contenues dans le gaz.

Appliquée avec un nouvel appareil qui permettrait d'obtenir un vide plus poussé et de faire varier la température de l'enceinte, la méthode que nous avons étudiée et mise au point semble tout à fait adaptée à de telles mesures.

Cette méthode pourrait être appliquée également à d'autres gaz que l'oxyde de carbone. Elle devrait permettre d'étudier les temps de relaxation vibrationnels des niveaux de vibration d'énergie élevée, dont la contribution aux chaleurs spécifiques est faible et qui se prêtent mal aux mesures de dispersion acoustique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] PIERCE - Proc. Am. Acad. Arts and Sci (1925), *60* , p. 271.

[2] DYE D.W. - Proc. Phys. Soc. London, (1925), *38* , p. 399.

[3] HUBBARD J.C. - Phys. Rev. (1931), *38* , p. 1011.

[4] FRY W.J. - J. Acoust. Soc. Amer. (1949), *21* , p. 17.

[5] CADY W.G. - Piezoelectricity (Mc. Graw-Hill Book Co).

[6] LUCAS R. et BIQUARD P. - J. Phys. Rad. (1932), *3* , p. 464.

[7] MASON W.P. - Piezoelectric crystals and their applications to ultrasonics (Van Nostrand Co - N.Y).

[8] VOIGT W. - Abh. Gott. (1890), *36* , p. 1.

[9] FRY W.J., TAYLOR J, HENVIS B.W. - Design of crystal vibrating systems (Dover Publications Inc. N.Y).

[10] HUBBARD J.C. - Phys. Rev. (1932), *41* , p. 523.

[11] RANK D.H., BENNETT H.E. - J.O.S.A. (1955), *45* , p. 69.

[12] ZMUDA A.J. - J. Acoust. Soc. Amer. (1951), *23* , p. 472.

[13] JEANS J. - An introduction to the kinetic Theory of Gases.

[14] PIELEMEIER W.H. - J. Acoust. Soc. Amer. (1943), *15*, p. 22.

[15] LEONARD R.W. - J. Acoust. Soc. Amer, (1951), *23*, p. 472.

[16] FRICKE E.F. - J. Acoust. Soc. Amer. (1940), *12*, p. 245.

[17] LAMBERT J.D. et SALTER R. - Proc. Roy. Soc. (1959) *253 A* p. 277.

[18] HERZFELD K.F. et T.A. LITOVITZ - Absorption and Dispersion of ultrasonic Waves (Academic Press - N.Y.).

[19] COTTRELL T.L. et Mac. COUBREY J.C. - Molecular energy transfer in gases (London, Butterwoths).

[20] KAISER R. - Canadian Journal of Physics (1959), *37* , p. 1499.

[21] MILLIKAN R.C. et HOOKER W.J. - J. Chem. Phys. (1963) *38*, p. 214.

[22] MATTHEWS D.L. - J. Chem. Phys. (1961), *34*, p. 639.

[23] WINDSOR M.W., DAVIDSON N. et TAYLOR R.L. - Proc. 7 th Int. Symp. on Combustion (1959), (London, Butterworth).

[24] GAYDON A.G. et HURLE J. - Proc. 8 th Int. Symp. on Combustion (1962) (Baltimore : Williams and Wilkins)

[25] SHERRAT G.G. et GRIFFITHS E. - Proc. Roy. Soc. (1934) *147 A*, p. 292.

[26] WOODMANSEE W.E. et DECIUS J.C. - J. Chem. Phys. (1962) *36*, p. 1831.

[27] MARRIOTT R. - Proc. Phys. Soc. (1964), *83*, p. 159.

[28] MILLIKAN R.C. - Phys. Rev. Letters (1962), *8*, p. 6.

[29] JACOX M.E. et BAUER S.M. - J. Phys. Chem. (1957), *61*, p. 833.

[30] FRY F.J. et W.J. - Proceeding of the National Electrical Conference of Chicago - Nov. 1947.

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION 5

PREMIERE PARTIE

INTERFEROMETRES ULTRASONIQUES A DEUX QUARTZ

INTRODUCTION 7

CHAPITRE I - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE 8

I - Dispositif mécanique 8

II - Montages électroniques 8

A - Dispositif émetteur 10
B - Dispositif recepteur 10

III - Fonctionnement de l'interféromètre 10

A - Interféromètre à "récepteur pur" 11
B - Interféromètre à quartz récepteur "excité" 13

CHAPITRE II - ETUDE THEORIQUE DE L'INTERFEROMETRE ... 15

I - Introduction 15

II - Caractéristiques d'une lame vibrant en épaisseur au voisinage de la résonance 15

A - Etude du quartz émetteur 17

1/ Impédance mécanique 17
2/ Impédance électrique 19
3/ Montage en résonateur 20

B - Etude du quartz récepteur 23

1/ Impédance mécanique 23
2/ Sensibilité du quartz récepteur 23

Pages

III - Equations de propagation d'ondes planes dans un tuyau fermé 26

IV - Etude générale de l'interféromètre à deux quartz 28

A - Interféromètre à "récepteur pur" 28

1/ Equations générales 28
2/ Méthode de mesure des constantes de propagation des ultrasons 34

B - Interféromètre à quartz récepteur excité 38

CONCLUSION 46

DEUXIEME PARTIE

ACTION D'UN RAYONNEMENT INFRAROUGE SUR UN SYSTEME ULTRASONIQUE STATIONNAIRE

INTRODUCTION 51

CHAPITRE I - DESCRIPTION DES PHENOMENES OBSERVES 52

CHAPITRE II - INTERPRETATION MACROSCOPIQUE DES PHENOMENES OBSERVES 56

I - Lois de variation de la température 56

A - Etude en flux constant 57
B - Etude en flux modulé de forme rectangulaire 57

II - Loi de variation de la pression acoustique sur le récepteur 61

A - Constantes de propagation des ultrasons dans un gaz . 61
B - Influence de la température sur l'amplitude de la pression acoustique subie par le récepteur 62
C - Influence de la température sur la phase de la pression acoustique 65

III - Rôle du quartz récepteur 67

A - En flux constant 68
B - En flux modulé selon une loi rectangulaire 68

1/ Etude des signaux observables à basse fréquence . 69
2/ Influence de la fréquence de modulation sur le signal triangulaire. Distorsion et déphasage introduits par le quartz récepteur 74

Pages

CHAPITRE III - ETUDE EXPERIMENTALE 77

I - Appareillage et technique expérimentale 77

II - Vérification des lois théoriques 79

A - Conditions expérimentales choisies 79
B - Etude en flux constant 80
C - Etude en flux modulé 85

1/ Etude du régime transitoire. Constante de temps macroscopique 85
2/ Etude du signal "carré" 89
3/ Etude du signal triangulaire 93

TROISIEME PARTIE

POSSIBILITES DE MESURE DES TEMPS DE RELAXATION VIBRATIONNELS DES GAZ

INTRODUCTION 99

CHAPITRE I - PROCESSUS MICROSCOPIQUE D'ECHAUFFEMENT D'UN GAZ SOUMIS A UN RAYONNEMENT INFRAROUGE MODULE 100

I - Transferts d'énergie dans un gaz 100

II - Equations d'équilibre en présence d'un rayonnement infrarouge modulé 103

CHAPITRE II - POSSIBILITES DE MESURE DES TEMPS DE RELAXATION VIBRATIONNELS DES GAZ 108

I - Principe de la méthode 108

II - Méthode expérimentale 109

A - Mesures préliminaires 109
B - Etude en fonction de la fréquence de modulation ... 110
C - Importance des corrections liées au quartz récepteur. Précision des mesures 111

III - Résultats obtenus 113

A - Etude des gaz de référence 113
B - Etude de l'oxyde de carbone 113

IV - Conclusion 117

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"DUREE DE VIE DES ETATS VIBRATIONNELS EXCITES"

Vu et approuvé :
Paris, le 2 Février 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 190
1965